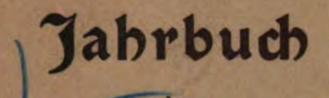
Band 10. **Heft 1.**





Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen.

Unter Mitarbeit

von

Prof. **M. Abraham** (Mailand), Chefingenieur Graf **v. Arco** (Berlin), Dr. **L. W. Austin** (Washington), Prof. **A. Blondel** (Paris), Prof. **Ferdinand Braun** (Straßburg), Reg.-Rat **H. Eales** (Groß-Lichterfelde), Dr. **A. Esau** (Berlin-Charlottenburg), Prof. **J. A. Fleming** (London), Dr. **Lee de Forest** (New York), Prof. **Josef von Geitler** (Czernowitz), Prof. **Leo Graetz** (München), Ingenieur **W. Hahnemann** (Kiel), Postrat **O. Jentsch** (Erfurt), Prof. **L. Mandelstam** (Straßburg i. E.), Dr. **Guglielmo Marconi** (London), Dr. **Eugen Nesper** (Berlin), Prof. **J. W. Nicholson** (Cambridge), Ingenieur Dr. **Valdemar Poulsen** (Kopenhagen), Dr. phil. **Heinrich Freiherr Rausch v. Traubenberg** (Berlin), Prof. **Augusto Righi** (Bologna), Ingenieur Dr. **J. S. Sachs** (Frankfurt a. M.), Leut. **Thor Thörnblad** (Stockholm), Prof. **C. Tissot** (Paris), Prof. **Max Wien** (Jena)

und unter besonderer Mitwirkung

von

Prof. Dr. J. Zenneck

herausgegeben

von

Dr. Gustav Eichhorn

(ehemal. Leiter der Ostseeversuchsstationen von Prof. Braun-Siemens & Halske)

in Zürich.



LEIPZIG
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH
1915.

Die Ausgabe erfolgt in Heften, die einzeln nicht käuflich sind. 6 Hefte bilden einen Band. Preis des Bandes ℳ 20.—. Porto für die direkte Zusendung im Inlande ℳ 1.20, nach dem Auslande ℳ 1.60. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: Dr. G. Eichhorn in Zürich, Hauptpostfach 6123, zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen.

Unter Mitarbeit

von

Prof. **M. Abraham** (Mailand), Chefingenieur **Graf v. Arco** (Berlin), Dr. **L. W. Austin** (Washington), Prof. **A. Blondel** (Paris), Prof. **Ferdinand Braun** (Straßburg), Reg.-Rat **H. Eales** (Groß-Lichterfelde), Dr. **A. Esau** (Berlin-Charlottenburg), Prof. **J. A. Fleming** (London), Dr. **Lee de Forest** (New York), Prof. **Josef von Geitler** (Czernowitz), Prof. **Leo Graetz** (München), Ingenieur **W. Hahnemann** (Kiel), Postrat **O. Jentsch** (Erfurt), Prof. **L. Mandelstam** (Straßburg i. E.), Dr. **Guglielmo Marconi** (London), Dr. **Eugen Nesper** (Berlin), Prof. **J. W. Nicholson** (Cambridge), Ingenieur Dr. **Valdemar Poulsen** (Kopenhagen), Dr. phil. **Heinrich Freiherr Rausch v. Traubenberg** (Berlin), Prof. **Augusto Righi** (Bologna), Ingenieur Dr. **J. S. Sachs** (Frankfurt a. M.), Leut. **Thor Thörnblad** (Stockholm), Prof. **C. Tissot** (Paris), Prof. **Max Wien** (Jena)

und unter besonderer Mitwirkung

von

Prof. Dr. J. Zenneck

herausgegeben

von

Dr. Gustav Eichhorn

(ehemal. Leiter der Ostseeversuchsstationen von Prof. Braun-Siemens & Halske)

in Zürich.

Zehnter Band

Mit 327 Figuren im Text und 2 Tafeln





LEIPZIG
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH
1916.

Inhaltsverzeichnis.

Erstes Heft.

Ausgegeben im August 1915.

Zweites Heft.

Ausgegeben im September 1915.

Drittes Heft.

Ausgegeben im Januar 1916.

Viertes Heft.

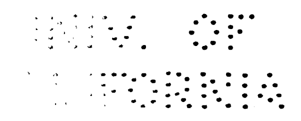
Ausgegeben im Februar 1916.

Fünftes Heft.

Ausgegeben im März 1916.

Sechstes Heft.

Ausgegeben im Juli 1916.



Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 10. 1915. Heft 1.

Die Fortschritte der drahtlosen Telegraphie[1].

Von **H. Dießelhorst**, Braunschweig.

Übersicht.

Der Verfasser gibt zunächst eine kurze Darstellung des derzeitigen Standes der drahtlosen Telegraphie und geht dann auf einige Probleme näher ein. In §§ 2—4 werden einige bewährte Systeme als Ausgangspunkt des eigentlichen Themas besprochen. §§ 5—10 behandelt die ideale Stoßerregung nach allgemeinen Gesichtspunkten, worauf bis § 13 die Versuche folgen, mit Funkenschwingungen kontinuierliche Wellenzüge zu erhalten. In §§ 14—25 wird die Frequenztransformation ausführlich besprochen, darauf in §§ 26—31 der Ausbreitungsvorgang einschließlich der Beteiligung der Atmosphäre sowie der Wirkungsweise der Erdantennen —, schließlich in §§ 32—36 einige neue Empfangsmethoden und die atmosphärischen Störungen und in § 37 die drahtlose Telephonie.

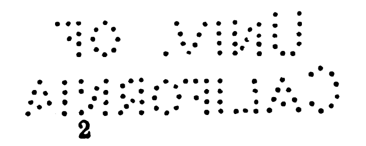
Allgemeiner Umriß.

§ 1. Die Grundlage jeder drahtlosen Telegraphie ist die Methode der Schwingungserzeugung. Die verbreitetsten der durchgebildeten Methoden sind hier das Marconisystem[2] und das Wiensche Löschfunkensystem[3] der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, beide aufgebaut auf den ersten Verbesserungen des ursprünglichen Marconischen Verfahrens durch Braun, und beide gedämpfte Schwingungen gebend,

1) Referat für die 22. Jahresversammlung des Verbandes Deutscher Elektrotechniker in Magdeburg; ergänzter Abdruck aus der Elektrot. Ztschr. **35**, 558 u. 585, 1914.

2) Electrician **69**, 95, 133, 177, 219, 1912; Elektrot. Ztschr. 1913, S. 881.

3) Vgl. Elektrot. Ztschr. 1909, S. 535 u. 561.



also ungeeignet für Telephonie. Ihnen als methodisch durchgebildet, wenn auch weniger verbreitet, anzureihen ist das Poulsen-System, das rein periodische Schwingungen liefert, also eine drahtlose Telephonie, soweit diese ihrer Schwierigkeiten Herr zu werden vermag, prinzipiell erlaubt.

Noch nicht bis zu allen Möglichkeiten durchgearbeitet, aber von prinzipieller Wichtigkeit, ist die sogenannte Methode der idealen Stoßerregung, die seit Beginn der drahtlosen Telegraphie von vielen mehr oder weniger deutlich angestrebt wurde, deren praktische Bedeutung aber erst mit der Erfindung der Lepelschen Funkenstrecke anhebt, und die in den letzten Jahren durch die von Rein durchgeführte Ausarbeitung des Lepel-Burstynschen Verfahrens einen schönen Erfolg erzielt hat.

Die Vorteile der ungedämpften Poulsen-Schwingungen ohne ihre Nachteile hat man in der letzten Zeit sowohl mit der Wienschen Schwebungsstoßerregung als mit der „idealen Stoßerregung" zu erreichen gesucht durch Aneinanderreihung gedämpfter Schwingungszüge in so schneller Folge, daß beim Einsetzen des nächsten Zuges der vorhergehende noch nicht wesentlich abgeklungen ist, wobei das Einsetzen des neuen Zuges in der richtigen Phase geschehen muß. Auch diese Versuche, die schöne Resultate zu geben scheinen, werden noch nicht am Ende ihrer Ausbildungsmöglichkeit stehen.

Das Bestreben, große Reichweiten mit periodischen Wellen von großer Länge zu überbrücken, hat die Hochfrequenzmaschinen und die Frequenztransformation in die Erscheinung gerufen, an denen viel und mit Erfolg gearbeitet ist, die aber auch noch mit wesentlichen Schwierigkeiten zu kämpfen haben.

Zu der Schwingungserzeugung muß das Ausstrahlen der Wellen hinzukommen, das bei großer Wellenlänge und bei großen Energiemengen nicht ganz leicht ist. Hier hat sich wohl als Sender allen anderen überlegen die geknickte Marconi-Antenne erwiesen, wenn deren Höhe so groß als möglich gemacht wird.

Ein wichtiges Problem von theoretischem wie praktischem Interesse und noch voller Rätsel ist der Ausbreitungsvorgang der Wellen, der sowohl von der Erdoberfläche wie von der Lufthülle stark beeinflußt wird.

Beim Empfang, der fast durchweg telephonisch geschieht, wenn auch gute Lichtschreiber konstruiert sind, handelt es sich besonders um zwei Probleme: erstens möglichst geringe Intensitäten noch nachweisen zu können, immer bessere Detektoren und Relais zu er-

halten, und zweitens die atmosphärischen Störungen unschädlich zu machen. Für das zweite Problem ist auch die Art der Schwingungserzeugung bereits wesentlich. Es hat vor allem zur Ausbildung der Tonsender geführt.

Wo es weniger auf Intensitätsausnutzung als auf leichten Aufbau der Empfangsstation ankommt, ist in den Zehnder-Kiebitzschen Erd- oder Horizontalantennen ein bequemes Hilfsmittel geboten, das z. B. bei der letzten Regulierung der Kameruner Grenze zur Aufnahme der astronomischen Zeitsignale mit Erfolg benutzt ist. Auch auf die Benutzung großer Spulen als Empfänger durch Braun[1]) ist hier hinzuweisen.

Die drahtlose Telephonie verharrte lange Zeit in dem Zustand, daß sie im Experiment für kleine Entfernungen gut gelang, aber für größere Entfernungen hauptsächlich infolge des Mangels geeigneter Mikrophone auf Schwierigkeiten stieß und zu wesentlicher praktischer Bedeutung nicht gelangen konnte. Erst in allerletzter Zeit scheint sich hier ein Umschwung vorzubereiten.

Wichtige Arbeit ist im Apparatebau und in der Meßtechnik geleistet, die sich auf dem Boden der drahtlosen Telegraphie entwickelt haben. Wenn ich bei diesen und vielen anderen Gegenständen nicht verweile, so möchte ich damit nicht zum Ausdruck bringen, daß ich sie für weniger wertvoll hielte, als das Vorgebrachte. Es scheint mir für einen kurzen Bericht vor einer größeren Öffentlichkeit passend, nur die Richtlinien anzugeben, auf denen sich die Lösungsversuche prinzipiell neuer Fundamentalaufgaben bewegen, indem ich annehme, daß man sich lieber ein Bild davon machen will, wie die Zukunft der drahtlosen Telegraphie vielleicht aussehen kann, als wie man in den Laboratorien arbeiten wird, um diese Zukunft zu gestalten.

Schwebungsstoßerregung.

§ 2. Das bekannte Prinzip der Wienschen Löschfunkenmethode sei mir gestattet, als notwendige Grundlage mehrerer Betrachtungen hier nochmals kurz an der Hand zweier der ersten Oszillogramme[2]) schneller elektrischer Schwingungen darzulegen. Fig. 1 zeigt die Schwebungen in zwei mit etwa 14—15 % gekoppelten Schwingungskreisen. Der primäre Kreis (linkes Bild) enthält eine Funkenstrecke, der sekundäre (rechtes Bild) nicht. Fig. 2 zeigt bei schwächerer Koppelung, daß im zweiten Schwebungsminimum der Primärkreisschwingung der

1) Jahrb. 8, 1, 1914.
2) Vgl. Elektrot. Ztschr. 1908, S. 704.

Funke abgerissen ist und von diesem Moment an der Sekundärkreis allein mit seiner eigenen Dämpfung ohne Rückwirkung auf den Primärkreis weiter schwingt. Nach Wiens erster Beobachtung[1]) findet dieses Abreißen leicht bei kurzen Funkenstrecken statt; und es ist der Ge-

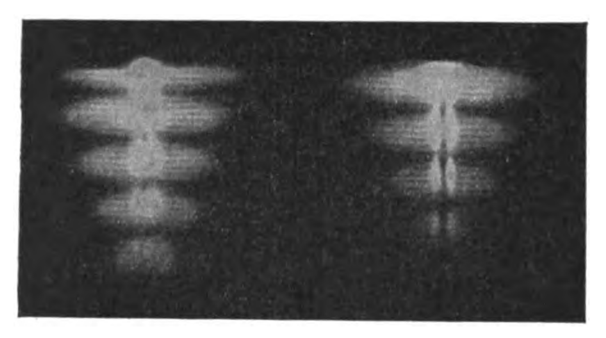


Fig. 1.

sellschaft für drahtlose Telegraphie im Jahre 1908 gelungen, durch Serienschaltung besonders ausgebildeter kurzer Funkenstrecken auch bei größeren Energiemengen das Abreißen des Funkens bereits im ersten

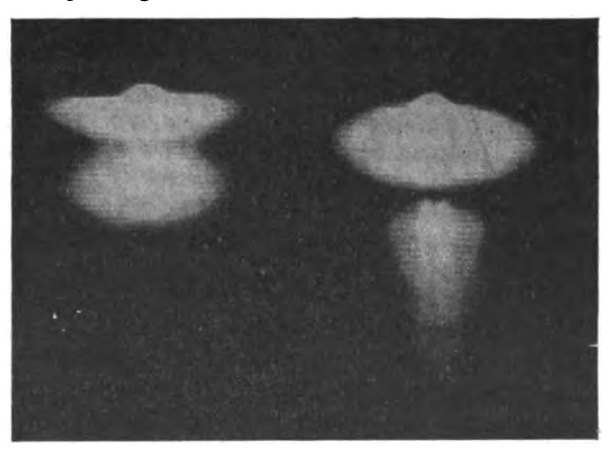


Fig. 2.

Schwebungsminimum bei einer Koppelung von ca. 20 % betriebssicher zu erhalten und damit ein in der Praxis vorzüglich brauchbares und heute noch sich bewährendes System zu gewinnen. Diese Brauchbar-

1) Phys. Ztschr. 7, 871, 1906.

keit beruht auf der geringen Dämpfung, verbunden mit der völligen Konstanz der Wellenlänge, ferner auf der Möglichkeit, bei den kurzen Löschfunken ohne Gefahr des Inaktivwerdens die Funkenzahl bis in das Gebiet guter akustischer Schwingungszahlen zu treiben und damit tönende Funken zu erhalten und zugleich die Energie trotz wesentlich verminderter Spannungen erheblich zu steigern, während die ganze Apparatur gegenüber der früheren Sendeanordnung sich infolge der Verringerung der Spannung sehr vereinfachte.

Marconisystem.

§ 3. Im Gegensatz zu der automatischen Löschfunkenstrecke benutzt Marconi eine mechanische Abreißfunkenstrecke. Die eine Elektrode dieser Funkenstrecke sitzt auf einem schnell rotierenden Rad und wird mit ca. 200 m Geschwindigkeit an der festen Elektrode vorbeigeführt. Der Funke setzt etwas vor der größten Annäherung ein und reißt bei der schnell wachsenden Entfernung bei langen Wellen bereits nach wenigen Primärschwingungen ab. Marconi scheint nur eine schwache Koppelung von ca. 3—5 $^0/_0$ zu benutzen, vielleicht damit nicht der Funken ein Schwebungsminimum überdauert, und infolge davon die Koppelungswellen störend auftreten. Natürlich wird infolgedessen jedesmal nur ein relativ kleiner Teil der Primärenergie in den Sekundärkreis gebracht, aber es braucht der zurückgebliebene Teil nicht ohne weiteres ganz verloren zu gehen, worauf ich bei Besprechung der idealen Stoßerregung zurückkommen werde. Jedenfalls scheint die mechanische Abreißfunkenstrecke — nach den Fernleistungen zu beurteilen — von allen Funken- und Lichtbogensystemen die größten Energiemengen zu bewältigen. Nach der hohen Abreißgeschwindigkeit zu urteilen sollte man meinen, daß bei sehr langen Wellen Stoßerregung mit stärkerer Koppelung möglich wäre. Bei kurzen Wellen wird die Abreißgeschwindigkeit nicht genügen, um den Funken rechtzeitig erlöschen zu lassen, so daß hier die Braunsche Anordnung vorliegt und die schwache Koppelung nötig erscheint.

Lichtbogenschwingungen.

§ 4. Die Poulsensche Lichtbogenmethode, die so verheißend auftrat, weil sie als erste wirklich periodische Schwingungen brachte, hat zwar die Funkenmethoden nicht zu verdrängen vermocht, aber doch ihre eigene Lebensfähigkeit erwiesen und sich in einer beträchtlichen Zahl von Stationen behauptet. Ob sich hier ein wesentlicher Fortschritt durch die Untersuchungen der Herren Gehrcke, Reichen-

heim und Wertheimer über die Schwingungserzeugung durch Glimmlichtentladungen, von denen aber bisher wenig bekannt geworden ist[1]), anbahnt, muß abgewartet werden. Da andere prinzipielle Neuerungen hier nicht vorzuliegen scheinen, wenigstens nicht, so weit sie nicht identisch mit den Methoden der idealen Stoßerregung sind, werde ich direkt zur Besprechung der letzteren übergehen. Auch hier kann ich mich in manchen Dingen kurz fassen, da ein auch auf die historischen Verhältnisse eingehender Aufsatz von Herrn Nesper über die „Stoßsender der drahtlosen Telegraphie" im Jahrgang 1914 der Elektrot. Ztschr. auf S. 322 und 359 erschienen ist.

Ideale Stoßerregung.

§ 5. Trotzdem der Wirkungsgrad der Schwebungsstoßerregung nicht schlecht ist (bis zu mehr als 80 % nach den Angaben der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie), hat man einen Übelstand darin gesehen, daß der Primärfunke bei dem mehrmaligen Hin- und Herströmen der Ladung (ca. 4—5 Halbwellen) bis zum Erlöschen Energie verzehrt. Dagegen wird durch das Bestehen der ersten Schwebungshalbperiode die Einwelligkeit nicht gestört. Für einen auf den Sekundärkreis abgestimmten Empfänger ist diese erste Schwebungshalbperiode und die während ihrer Dauer ausgestrahlte Energie völlig wirksam. Schließlich ist wohl am störendsten, daß man mit einer gewissen Vorsicht verfahren, speziell einen ganz bestimmten Koppelungsgrad einhalten muß, um die Löschwirkung mit Sicherheit zu erzielen.

Man hat daher auf Grund der Erfolge der Wienschen Methode das Suchen nach einer idealen Stoßerregung wieder aufgenommen, das schon in den ersten Zeiten der drahtlosen Telegraphie begonnen hatte und seiner Bedeutung nach besonders von Simon und Reich[2]) schon frühzeitig erkannt war.

Unter idealer Stoßerregung versteht man heute das Erlöschen des Funkens im Primärkreise nach einer einzigen Halbwelle und Weiterschwingen der übertragenen Energie im Sekundärkreis. Man kann aber zwei prinzipiell verschiedene Wege unterscheiden, dieses Ziel zu erreichen. Der erste besteht in der Ausbildung des Wienschen Schwebungsstoßverfahrens für so enge Koppelung (ca. 50 %), daß die erste Halbwelle bereits die Primärenergie annähernd ganz in den Sekundärkreis überträgt. Der zweite Weg ist der von Simon und Reich

1) D.R.P. Nr. 270610; vgl. auch Elektrot. Ztschr. 1914, S. 362.
2) Phys. Ztschr. 4, 364. 1903.

bereits 1903 gesuchte, der sich schließlich als identisch herausstellt mit der Benutzung der Lichtbogenschwingungen zweiter Art zum Anstoßen eines Sekundärkreises. In beiden Fällen ist die Hauptsache eine geeignete Funkenstrecke, die schnellste Entionisierung bewirkt. Bei dem zweiten Wege wird man erwarten, daß eine unsymmetrische Funkenstrecke die Wirkung unterstützt, was auch von Simon und

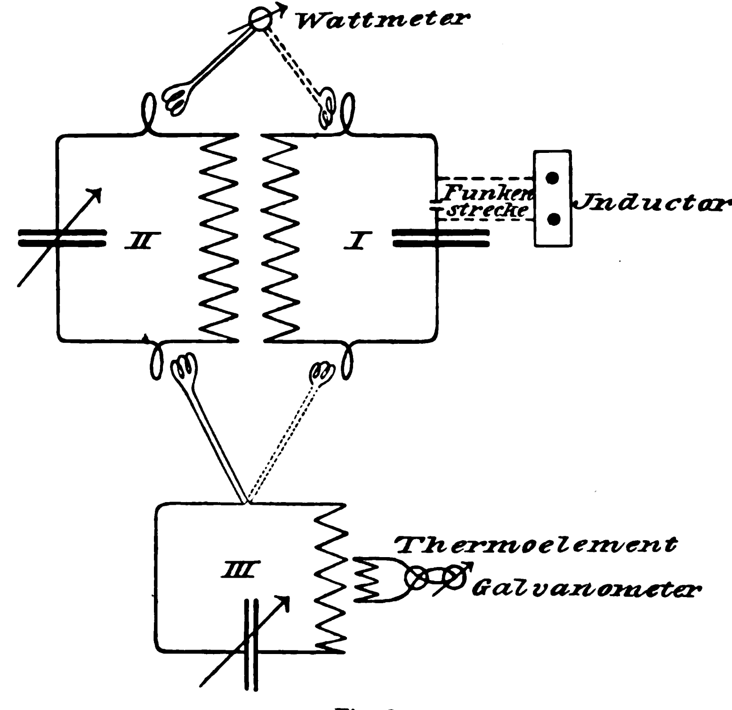


Fig. 3.

Reich bereits ausgesprochen wurde. Doch scheint man auch mit symmetrischen Funkenstrecken Erfolg zu haben, wenn nur die Löschwirkung groß genug ist. Es ist eine große Zahl von Funkenstrecken mit guter Löschwirkung angegeben, von denen man die wichtigsten in dem oben zitierten Aufsatz auf S. 360—362 der Elektrot. Ztschr. 1914 beschrieben findet.

§ 6. Ein Weg, den man einschlagen kann, um die Schwebungsstoßerregung bei engerer Koppelung zu erhalten, ist durch die im Straßburger Institut angestellte schöne Untersuchung von

Riegger[1]) über „gekoppelte Kondensatorkreise bei sehr kurzer Funkenstrecke" klargelegt. Herr Riegger beobachtete den Stromeffekt im abgestimmten Sekundärkreis (*II* in Fig. 3), während die Koppelung allmählich verstärkt wurde. Er fand dabei die in Fig. 4 gezeichnete Kurve, in der die Abszisse den Koppelungsgrad und die Ordinate den Stromeffekt im Sekundärkreis darstellt. Bei den Koppelungen, die ein Maximum des Stromeffektes gaben, wurde an einem mit dem Sekundärkreis schwachgekoppelten Wellenmesserkreis (*III* in Fig. 3) eine einzige scharfe Resonanzkurve erhalten; d. h. es lag Stoßerregung vor. Bei den Koppelungen, die ein Minimum des Stromeffektes gaben, zeigte die Reso-

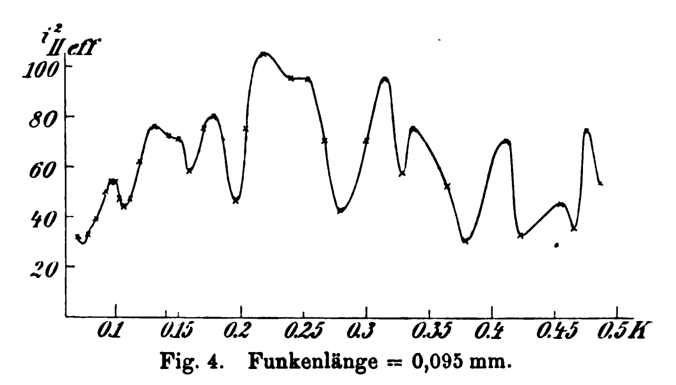


Fig. 4. Funkenlänge = 0,095 mm.

nanzkurve die beiden Koppelungswellen neben einer schwachen Stoßwelle, d. h. der Funke erlosch erst bei einem späteren Schwebungsminimum. Man sieht aus Fig. 4, wie scharf gewisse kritische Koppelungsgrade eingehalten werden müssen, um gute Löschwirkung zu haben.

Es zeigte sich nun, daß die Zahl der Maxima und Minima der Koppelungskurve stark von der Funkenlänge abhing. Bei den in Fig. 4 dargestellten Versuchen betrug die Funkenlänge 0,095 mm, während Fig. 5 sich auf 0,03 mm Funkenlänge bezieht. Bei kurzen Funkenstrecken braucht man viel weniger auf Einhalten eines bestimmten Koppelungsgrades zu achten. Es ist nun Herrn Boas[2]) gelungen, in Wolfram ein Metall zu finden, das sich außerordentlich gut auch bei hoher Belastung zu sehr kurzen Funkenstrecken eignen soll. Zugleich fand Boas, daß bei den kleinsten Elektrodenabständen, die zu erreichen seine Funkenstrecke gestattet, die Unregel-

1) Diss. Straßburg, 1910; Jahrb. 5, 35, 1912; Ref. Elektrot. Ztschr. 1912, S. 1352.

2) Verh. d. Phys. Ges. 15, 1130, 1913.

mäßigkeiten der Rieggerschen Koppelungskurve völlig verschwanden, so daß man die Koppelung beliebig variieren und bis 50 % steigern kann, ohne daß die Löschwirkung versagt.

§ 7. Ganz anders ist der zweite Weg. Es hatte sich schon früh gezeigt, daß Quecksilberfunkenstrecken[1]) starke Löschwirkung besaßen. Bei Untersuchung mit dem Glimmlichtoszillographen sieht man, daß die Löschwirkung auch ohne Schwebungsminimum eintritt. Das Gleiche stellte Herr Glatzel[2]), der, wie die Leser dieses Jahrbuches wissen,

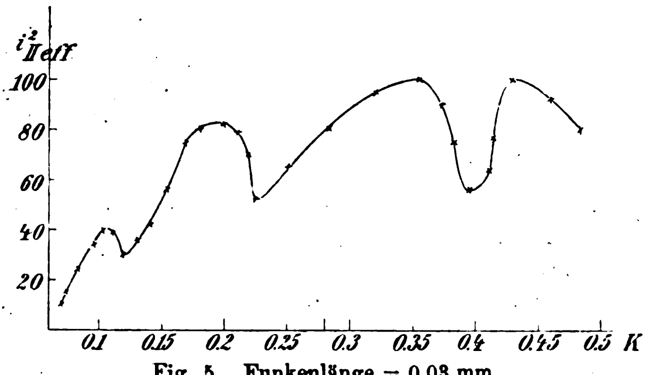


Fig. 5. Funkenlänge = 0,03 mm.

vor kurzem den Heldentod für das Vaterland fand, bei einer in Wasserstoff eingebetteten Funkenstrecke fest. Besonders gut scheinen gewisse unsymmetrische Funkenstrecken, wie bereits von Simon und Reich vermutet wurde, dazu geeignet, den Löscheffekt bereits nach der ersten Halbwelle mit Sicherheit zu geben. Hierher gehören unsymmetrische Quecksilberdampflampen, wobei man die Unsymmetrie auch durch Anbringen einer Hilfszündung bewirken kann. Eine Funkenstrecke zwischen Platin als Kathode und verdünnter Schwefelsäure als Anode ist von S. Arndt[3]) angegeben. Eine unsymmetrische Plattenfunkenstrecke ist von Leon Chaffee[4]) gefunden, der als Kathode allein Aluminium geeignet fand, als Anode Kupfer, Silber und mehrere andere Metalle, als Zwischenmedium feuchten Wasserstoff. Diese Funkenstrecken sind aber sämtlich nicht für sehr große Energiemengen durchgebildet.

1) Vgl. Elektrot. Ztschr. 1909, S. 537.
2) Ann. d. Phys. 34, 711, 1911.
3) Leipz. Ber. 61, 117, 1909.
4) Jahrb. 7, 483 u. 555, 1913; Proc. Americ. Ac. of Arts a. Science, Nov. 1911. Referat Elektrot. Ztschr. 1912, S. 1275.

§ 8. Das Erlöschen des Funkens nach der ersten Halbwelle ist zwar eine ideale Löschwirkung, aber noch keine ideale Stoßerregung. Denn hierbei kommt es darauf an, durch den Stoß ohne Verluste die Energie in den Sekundärkreis zu transportieren, was ja bei der Schwebungsmethode in so vorzüglicher Weise geschieht. Ist die ideale Löschwirkung nicht mit dem Schwebungsminimum verbunden, so ist durch den Stoß nur ein Teil der Primärkreisenergie in den Sekundärkreis befördert. Aber der zurückbleibende Teil braucht nicht ohne weiteres verloren zu gehen, wie wir bereits bei dem rotierenden **Marconi**-Unterbrecher bemerkt haben. Nach der ersten Halbwelle des Primärstromes ist der Kondensator (C in Fig. 6) umgeladen, und in seinem Dielektrikum sitzt der zurückgebliebene Teil der Energie, so weit er nicht durch die Dämpfungsursachen verzehrt ist. Bei erloschenem Funken bildet der Kondensator mit der Stromquelle und den Zuleitungen einen Kreis, in dem die Restladung zurückschwingen und die Neuaufladung durch die Gleichstromquelle (auch langsamer Wechselstrom kann bei der Kürze der hier in Betracht kommenden Vorgänge während einer Halbperiode als Gleichstrom angesehen werden) unterstützen kann. Es geht also nur das an Energie verloren, was bei diesem Zurückschwingen der Ladung durch Dämpfung verbraucht wird. Man sieht, wie bei dieser Methode außer der Löschfunkenstrecke noch der Zuleitungskreis in Betracht kommt und zur Ermöglichung eines verlustlosen Zurückschwingens möglichst induktiven und nicht **Ohm**schen Widerstand enthalten muß.

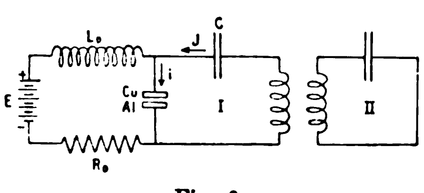
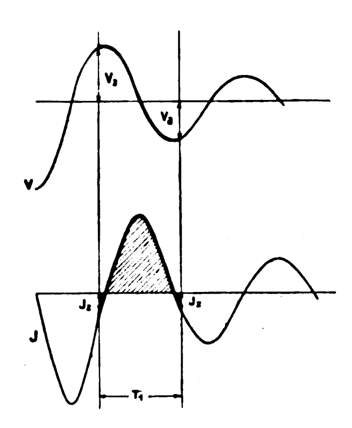


Fig. 6.

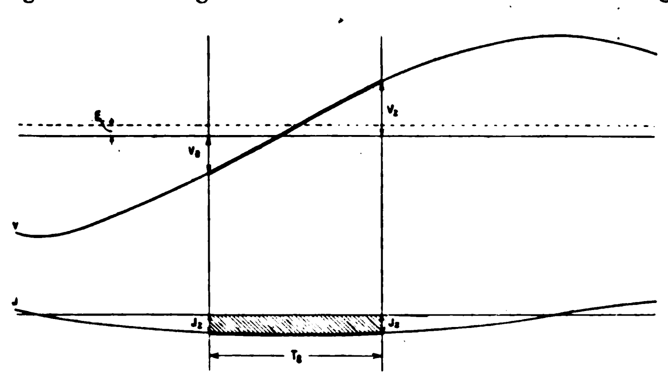
Der Kondensator C gehört demnach zwei Schwingungskreisen an. Damit der Schwingungsvorgang bei leitender Funkenstrecke sich allein im Stoßkreis (I) abspielt, muß die Eigenwelle des über die Stromquelle führenden Kreises beträchtlich größer sein, als die des Stoßkreises. In Figg. 7 und 8 ist der Beginn einer beliebigen Entladung des Kondensators C dargestellt, wie sie sich in jedem der beiden Kreise abspielen würde, wenn er allein vorhanden und geschlossen wäre. Von jedem dieser Vorgänge spielt sich ein Teil wirklich ab, der in den Figuren stark eingezeichnet und durch Ordinatenlinien begrenzt ist. Der Teil in Fig. 7 spielt sich ab während die Funkenstrecke leitend ist, der Teil in Fig. 8 während sie offen ist. Die übrigen Teile finden

überhaupt nicht statt. Der Teil in Fig. 7 beginnt, wenn in dem Teil von Fig. 8 die Zündspannung V_z erreicht ist, in welchem Augenblick noch die Ladestromstärke J_z (als Entladestrom nach Fig. 6 negativ zu rechnen) vorhanden ist. Die Schwingung im Stoßkreis soll nun so schnell sein, daß wir von der langsamen Einwirkung des Stromquellenkreises absehen können. Der Strom J_z besitzt in der Zuleitungsdrosselspule kinetische Energie und fließt daher über die jetzt kurz geschlossene Funkenstrecke weiter. Aber auch im Stoßkreis besitzt der Strom J_z eine gewisse kinetische Energie, vermöge deren er (vgl. Fig. 7) den Kondensator noch etwas weiter aufladen kann. Alsdann wechselt der Strom im Stoßkreis seine Richtung, lädt den Kondensator um und wechselt wieder zu seiner ursprünglichen Richtung. Hier ist er in der Funkenstrecke entgegen-



V = Kondensatorspannung, J = Entladestrom } im Stoßkreis

Fig. 7.



V = Kondensatorspannung, J = Entladestrom } in Kondensator-Stromquellenkreis.

Fig. 8.

gerichtet dem über die Stromquelle kommenden Strom, der seine Stärke J_z noch nicht wesentlich geändert hat, und wird diesen in einem gewissen Zeitpunkt gerade kompensieren, so daß der Gesamt-

strom in der Funkenstrecke Null wird. Bei vorzüglicher Löschwirkung, insbesondere bei unsymmetrischer Funkenstrecke, wird die Rückzündung vermieden und der umgeladene Kondensator mit seiner (negativen) Auslöschspannung V_a lädt sich jetzt über die Stromquelle abermals um. Die Stromquelle mit ihrer Spannung E bewirkt nun, daß die elektrische Gleichgewichtslage des Stromquellen-Kondensatorkreises nicht dem ungeladenen Zustand, sondern dem zur Spannung E aufgeladenen Kondensator entspricht (gestrichelte Linie in Fig. 8). Ohne Dämpfung würde die Umladung fortschreiten können, bis die positive Kondensatorspannung den Betrag $V_a + E$ gegen diese Gleichgewichtslage, also den absoluten Betrag $V_a + 2E$ angenommen hat. Die Umladung könnte zwar — entsprechend Fig. 8 — noch weiter fortschreiten, aber nur auf Kosten der kinetischen Energie der Vorschaltdrosselspule L_0, die dann durch die nach jedem Auslöschen wiederholte Umladung allmählich erschöpft würde. Der ganze Vorgang reguliert sich daher so ein, daß er rein periodisch erfolgt, daß also im Augenblick der Zündung der Strom wieder genau den Wert J_z besitzt, d. h. die Ladezeit symmetrisch um das Strommaximum und den Durchgang der Kondensatorspannung durch die Gleichgewichtslage liegt, oder infolge der Dämpfung wenigstens angenähert. Es wird also bei fehlender Dämpfung die Zündspannung $V_z = V_a + 2E$ und infolge der Dämpfung stets $V_z < V_a + 2E$ sein. Der Vorgang kann nur dann sich abspielen, wenn $V_a > V_z - 2E$ ist. Bei geringer Stromquellenspannung kann man also den Stoßkreis durch Energieentziehung nicht beliebig stark dämpfen, ohne die Funkenstrecke zum Erlöschen zu bringen. Die Schwingungen müssen gegebenenfalls, wenn $V_z > 2E$ ist, durch einen besonderen Anstoß — etwa Kurzschließen der Funkenstrecke wie bei der Lichtbogenzündung — eingeleitet werden.

Da die Aufladung des Kondensators die gleiche Elektrizitätsmenge zurückbringen muß, die er bei der Entladung verliert, reguliert sich der Vorgang auch so ein, daß die beiden schraffierten Flächenstücke in Figg. 7 und 8 gleich sind, wobei in Fig. 7 die unter der Abszissenachse liegenden Teile als negativ gelten.

§ 9. Die hauptsächlichsten Energieverluste finden in der Funkenstrecke und in den Zuleitungswiderständen statt. Die Energiebilanz während einer Stoßperiode stellt sich folgendermaßen:

Bei der Zündung hat der Kondensator die Energie $\frac{1}{2} C V_z^2$ und im Augenblick der Funkenlöschung $\frac{1}{2} C V_a^2$.

W sei der Verlust im Funken und der übrigen Dämpfung des Stoßkreises. Dann ist die übertragene Nutznergie

$$A_N = \frac{1}{2} C(V_z^2 - V_a^2) - W$$

Im Ladekreis fließt die zum Neuaufladen des Kondensators erforderliche Elektrizitätsmenge $C(V_a + V_z)$ durch die Stromquelle und entzieht dieser die Energie $A = C(V_a + V_z) E$. Der Nutzeffekt ist also:

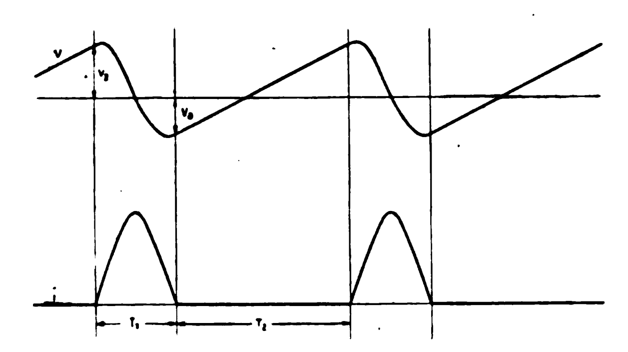
$$\frac{A_N}{A} = \frac{V_z - V_a}{2E} - \frac{W}{A}$$

Wenn im Ladekreis keine Dämpfung vorhanden ist, wird — wie oben gezeigt: $V_z = V_a + 2E$, also der Nutzeffekt

$$\frac{A_N}{A} = 1 - \frac{W}{A}$$

Wenn der Ladekreis aperiodisch ist, kann der Wirkungsgrad noch angenähert $1/2$ betragen (für $V_z = E$ und V_a klein).

In Fig. 9 ist der periodische Vorgang vollständig dargestellt. V gibt die Kondensatorspannung und i den Strom in der Funken-



V = Kondensatorspannung; i = Strom in der Funkenstrecke.
Fig. 9.

strecke. T_1 ist die Entladezeit, T_2 die Ladezeit. Die elektrischen Verhältnisse der Kreise bemißt man so, daß die im Sekundärkreis angestoßene Schwingung während der Ladezeit ungestört abklingen kann, und daß die Ent- und Umladung schnell genug verläuft, um als Anstoß für den Sekundärkreis wirken zu können. T_1 ist dann im Verhältnis zu T_2 viel kürzer, als in den Figuren der Deutlichkeit wegen

angenommen. Insbesondere pflegt man die Eigenperiode des Ladekreises sehr groß zu machen, so daß man praktisch den Ladestrom als ganz konstant betrachten kann. Man erkennt, wie der ganze Vorgang identisch ist mit den Lichtbogenschwingungen zweiter Art[1]). Insbesondere gelten also auch die gleichen Stabilitätsbedingungen.

Die Unsymmetrie der Funkenstrecke ist nicht unbedingt erforderlich, wenn nur die Löschwirkung groß genug ist. Insbesondere bei Betrieb mit einer langsamperiodischen Wechselstromquelle wird man symmetrische Funkenstrecken, wie die von Lepel, Peukert, Scheller bevorzugen[2]), um beide Wechselstromrichtungen ausnutzen zu können. Geeignet scheint hier auch eine Quecksilberdampffunkenstrecke mit Hilfszündung an beiden Elektroden.

§ 10. Wenn, was ja schließlich der Zweck ist, als Sekundärkreis eine Antenne fungiert, so kann man die bei idealer Löschwirkung zulässige starke Koppelung oft nicht anwenden, weil kein genügend großer Teil der Antennenselbstinduktion zur Verfügung steht. Es ist deshalb mehrfach die Verwendung eines Zwischenkreises vorgeschlagen, und es sind bereits Versuche gemacht, die Kondensatoren für den Zwischenkreis zu sparen, indem man für Stoßkreis und Zwischenkreis die gleichen Kondensatoren benutzt[3]).

Tonsender.

§ 11. Die Stoßerregungsmethode ging in erster Linie von dem Bestreben aus, die beiden funkengedämpften Koppelungswellen zu beseitigen und durch eine schwachgedämpfte Schwingung zu ersetzen. Die Löschfunkenstrecken, die hier zum Ziele führten, haben aber noch eine zweite nicht minder wichtige Folge gehabt, indem sie es ermöglichten, die Funkenzahl ohne Gefahr der ständigen Lichtbogenbildung beträchtlich zu steigern und Tonsender zu erhalten, auf deren Bedeutung für die atmosphärischen Störungen schon oben hingewiesen wurde. Zunächst erregte man einfach mit Wechselstrom von akustischer Frequenz, konnte aber nur umständlich die Tonhöhe verändern. Einfacher erzielten dies von Lepel und Burstyn mit der Anordnung, die später von Rein zu dem Gleichstromtonsender der C. Lorenz A.-G.

---

1) Vgl. die Figuren auf S. 74 in Barkhausen, Das Problem der Schwingungserzeugung. Diss. Göttingen 1907 oder J. Zenneck, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie, 2. Auflage, S. 278.

2) Vgl. Rein, Radiotelegraphische Gleichstromtonsender. 1912, S. 28.

3) Hans Boas, D. R. P. Nr. 267437 vom 22/10. 1912. Co. Générale Radiotél. D. R. P. Nr. 270312 vom 22/12. 1911.

ausgebildet wurde, und die auf S. 361 der Elektrot. Ztschr. 1914 in Fig. 16 wiedergegeben ist. Hier ist an die Funkenstrecke außer dem Stoßkreis noch ein Dudell-Schwingungskreis mit großer Periode gelegt, der einen Wechselstrom von akustischer Frequenz über den Gleichstrom lagert und damit die Amplitude der Stöße in eben dieser Frequenz beeinflußt.

Eine andere, vielseitiger Anwendung fähige Methode ist die von Alexander Meißner angegebene und von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie eingeführte Hilfszündung[1]), die durch die Hochfrequenzentladung eines Hilfskreises mit kleiner Kapazität und besonderem, leicht regulierbarem periodischen Unterbrecher den Hauptentladungsfunken auslöst und den Vorteil bequemer Tonverstellung mit einer Erhöhung der Löschwirkung vereinigt.

Kontinuierliche Schwingungen durch Stoßerregung.

§ 12. Es liegt nahe, die Funken so schnell folgen zu lassen, daß die Züge der schwachgedämpften Sekundärkreis-(Antennen)-Schwingungen sich gegenseitig überlappen, so daß beim Einsetzen des neuen Zuges die Amplitude des alten noch nicht wesentlich schwächer geworden ist und eine Art kontinuierlicher Folge entsteht. Hierbei ist aber eine Schwierigkeit zu überwinden, indem man dafür sorgen muß, daß der neue Wellenzug genau in der Phase des abklingenden einsetzt, damit man wirklich etwas den rein periodischen Schwingungen Nahekommendes erhält. Auch dies ist der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie neuerdings durch eine besondere Ausbildung der Meißnerschen Hilfszündung gelungen, so daß damit ein für Telephonie und den später zu erwähnenden Fessendenschen Interferenzempfang geeignetes Wellensystem von genau definierter Schwingungsdauer erhalten ist.

§ 13. Mit der zweiten Art der idealen Stoßerregung ist das gleiche Ziel von Leon Chaffee mit seiner oben erwähnten unsymmetrischen Funkenstrecke erreicht, wobei allerdings nur kleine Energiemengen zur Anwendung kamen. Fig. 10 gibt einige der von Chaffee angestellten Beobachtungen wieder. Abszisse ist bei allen Kurven die Ladestromstärke J_0, die wegen der großen Vorschaltselbstinduktion (L_0 in Fig. 6) als konstant gelten kann. Die Versuche wurden in der Weise angestellt, daß nacheinander alle möglichen Werte J_0 hergestellt und die Effekte beobachtet wurden. Die mit $\lambda_2 = 95$ bezeichnete, der Abszissenachse parallele Kurve gibt die Wellenlänge im Sekundärkreis

1) Jahrb. 7, 99 u. 607, 1913; Elektrot. Ztschr. 1913, S. 408.

(*II*, Fig. 6), die für alle Ladestromstärken dieselbe bleibt und 95 m beträgt. Die hyperbolische strichelpunktierte Kurve gibt die Wellenlänge, die der Stoßkreis *I* am lose gekoppelten Wellenmesser ergab, wenn der Sekundärkreis abgeschaltet war. Wegen der hyperbolischen Form ist bei dieser Kurve das Produkt aus Ordinate und Abszisse konstant, d. h. der reziproke Wert der Ordinate oder die Ladefrequenz

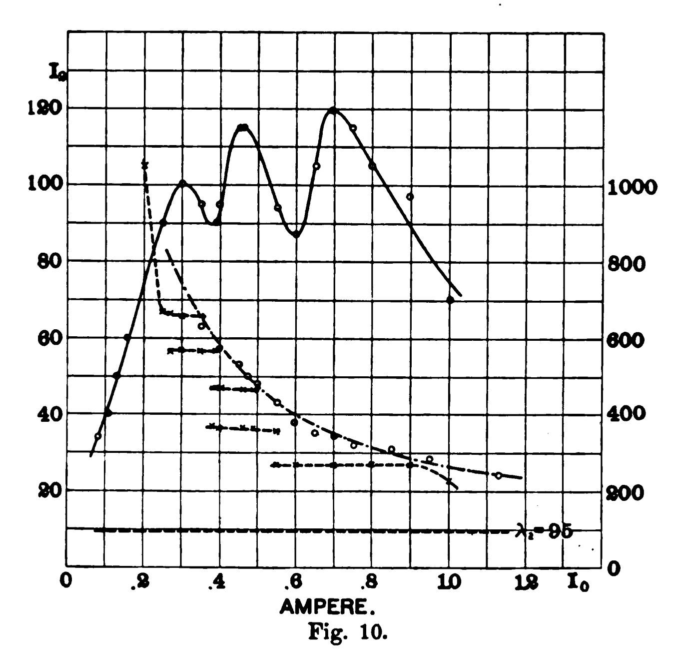


Fig. 10.

des Stoßkreises ist der Ladestromstärke proportional. Dies muß man erwarten, wenn die Aufladung des Kondensators jedesmal bis zur selben Zündspannung erfolgt. Ganz anders verhält sich die entsprechende Kurve, wenn der Sekundärkreis angeschaltet ist und seine Rückwirkung auf den Primärkreis ausüben kann. Die Kurve zerfällt in die einzelnen der Abszissenachse parallelen Abschnitte (in Fig. 10 gestrichelt mit Kreuzen für die Beobachtungspunkte), die den Wellenlängen 3 × 95, 4 × 95, 5 × 95, 6 × 95 und 7 × 95 m entsprechen. Vermöge seiner Rückwirkung hält der Sekundärkreis die Ladedauern fest, die ganzzahlige Vielfache seiner eigenen Schwingungsdauer sind; und zwar sind alle diese erzwungenen Ladedauern kürzer als sie ohne die Rückwirkung sein würden. Die ausgezogene Kurve endlich gibt die mit Hitzdrahtinstrument im Sekundärkreis gemessene Stromstärke,

die mehrere Maxima und Minima besitzt. Die Maxima werden den Ladestromstärken entsprechen, bei denen auf die Ladedauer der geringste Zwang durch die Rückwirkung des Sekundärkreises ausgeübt zu werden braucht. Auch durch Oszillogramme wies Chaffee nach, daß tatsächlich diese ganzzahligen Verhältnisse sich herstellen und die angestoßenen Wellenzüge in der richtigen Phase einsetzen.

Hochfrequenzmaschinen.

§ 14. So ausgezeichnete Resultate die Löschfunkenstrecken bei kleinen und mittleren und selbst ziemlich großen Leistungen geben mögen, so scheinen sie doch nicht auszureichen, wenn man zur Erzielung der größten in Betracht kommenden Reichweiten immer größere Energiemengen aufzubieten versucht. Funkenstrecken mit rotierenden Elektroden, wie die Peukertsche, wenn die Komplikation der Serienschaltung überwunden ist, mögen in dieser Beziehung etwas günstiger sein als solche mit festen Elektroden. Ferner nutzen Funkenschwingungen — soweit nicht die neuen Methoden der kontinuierlichen Schwingungsfolge in Frage stehen — die Antenne nicht voll aus. Wenn wir nur sagen, daß man die hier fehlgeschlagenen Hoffnungen auf Hochfrequenzmaschinen gesetzt hat, so wollen wir dabei doch hervorheben, daß dies nur eine Seite der drahtlosen Telegraphie betrifft und daß der systematische Ausbau bewährter Systeme zu immer größerer Betriebssicherheit unabhängig davon weitergeht[1]).

Auf Anregung von Fessenden hat mit besonderem Erfolg Alexanderson[2]) seine wohlbekannten schnellaufenden Wechselstrommaschinen für hohe Periodenzahlen bis 100000 und durch eine neue Wickelungsart selbst bis 200000 Perioden pro Sekunde[3]) konstruiert. Energiemengen, die in allen Fällen ausreichen, wird man freilich von diesem direkten Wege kaum erwarten dürfen, weil die erreichbare

1) Vgl. z. B. Bredow, Telefunken an Bord des Imperator, Schiffbautechn. Ges. 15. XI. 1913.

2) Elektrot. Ztschr. 1909, S. 1003; 1911, S. 1078; 1912, S. 659.

3) Es mag nebenbei bemerkt werden, daß es sich vielleicht empfehlen würde, eine Einheit für die Frequenz unter einem besonderen Namen einzuführen, etwa zu Ehren des Urvaters der drahtlosen Telegraphie die Einheit von 1000 Perioden pro Sekunde als „1 Hertz" zu bezeichnen. Die Alexanderson-Maschinen hätten dann Frequenzen bis 100 und 200 Hertz. Ist die Frequenz in „Hertz" gegeben, so erhält man die Wellenlänge in km, wenn man die Zahl 300 durch die Frequenz dividiert. Die Alexanderson-Maschinen liefern also Wellenlängen bis herab zu 3 und 1,5 km.

Leistung bei den Maschinen rasch sinkt, wenn sie für wirklich hohe Frequenzen gebaut werden.

Man hat deshalb versucht, Maschinen für niedrigere Grundfrequenz zu bauen und eine Frequenztransformation vorzunehmen. Rühmlich bekannt ist die glänzende Lösung von Goldschmidt, bei der die Frequenztransformation in der Maschine selbst vorgenommen wird[1]. In Eberswalde wie in Eilvese hat inzwischen die praktische Erprobung guten Erfolg gehabt.

Bekanntlich hat die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie in der Hochfrequenzmaschine des Grafen Arco das Prinzip übernommen, die Frequenztransformation außerhalb der laufenden Maschine in ruhenden Transformationsanordnungen vorzunehmen, und hat damit den Nachweis für die erfolgreiche Anwendbarkeit dieses Prinzipes geführt. Da zahlreiche Erfindungen sich mit der Frequenztransformation befassen, wollen wir dieses Gebiet etwas ausführlicher betrachten.

Ruhende Frequenztransformatoren.

§ 15. Eine direkte Frequenztransformation eines Sinusstromes in einen solchen von anderer Frequenz gibt es nicht. Man hat versucht, aber ohne praktisch brauchbares Ergebnis, quadratische oder von der Stromrichtung unabhängige Effekte zur Frequenzverdoppelung zu benutzen. Hierher gehört das Verfahren von Goldschmidt[3], welches darauf beruht, daß gesättigte Längsmagnetisierung durch hinzukommende Quermagnetisierung unabhängig von der Richtung der letzteren stets verringert wird, weil ja sonst die resultierende Magnetisierung über die Sättigung hinausginge.

Die rationellste Methode der sogenannten Frequenztransformation besteht darin, eine passend verzerrte (von der Sinusform abweichende) Stromkurve herzustellen und eine Oberschwingung zu besonders starker Ausbildung zu bringen. Daher rührt es, daß diese Frequenztransformation nicht umkehrbar, sondern nur von der tieferen Frequenz zu einem ganzzahligen Vielfachen möglich ist.

Zur Ausbildung der gewünschten Oberschwingung und Unterdrückung der übrigen sowie der Grundschwingung benutzt man, wie selbstverständlich, einen abgestimmten Schwingungskreis. Außerdem benutzt man zwei um 180° in der Phase verschobene verzerrte Ströme

---

1) Elektrot. Ztschr. 1911, S. 54.

2) Zusammenfassende Darstellungen siehe: J. Zenneck, Jahrb. 7, 412, 1913; F. Kock, Helios, Fachzeitschrift, 19, 49, 71 u. 405, 1913.

3) Elektrot. Ztschr. 1910, S. 218.

oder auch mehrere, um die Grundwelle und eventuell auch Oberwellen in sich zu kompensieren.

Die verschiedenen Verfahren unterscheiden sich durch die Art, wie die Verzerrung hervorgebracht wird, und auch durch die Art, wie die Kompensation der nichtgewünschten Schwingungen geschieht. Zunächst kann die Verzerrung in der erzeugenden Maschine bereits geschehen. Dann kann man Ventilzellen (Gleichrichter) anwenden, was wohl als erste Methode der ruhenden Frequenztransformation von Zenneck[1]) im Jahre 1899 angegeben wurde. Zenneck hat auch darauf aufmerksam gemacht[2]), daß man die in der Spannungskurve des Wechselstromlichtbogens stark enthaltene dritte harmonische Schwingung benutzen kann, um durch ihre Einwirkung auf einen angelegten abgestimmten Schwingungskreis die dreifache Frequenz zu erhalten. Nach den sorgfältigen Messungen von Rukop und Zenneck[3]) hat sich bei 8000 Perioden im günstigsten Fall ein Wirkungsgrad von 41 % ergeben.

Das zurzeit aussichtsreichste Verfahren benutzt die magnetische Sättigung des Eisens. Das Prinzip ist von Epstein[4]) und in besonderen Ausführungen von Joly[5]) und von Vallauri[6]) angegeben und zuerst wohl von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie mit Erfolg auf Hochfrequenz angewandt.

Ventilzellen.

§ 16. Die Verzerrung der Stromkurve durch ein elektrisches Ventil besteht im schematischen Fall in der Unterdrückung der einen Halbwelle[7]), was ein starkes Auftreten der Harmonischen von doppelter Frequenz, zugleich aber auch einer Gleichstromkomponente zur Folge hat. In Fig. 11 ist oben die durch das Ventil verzerrte Kurve stark ausgezogen. Unten ist eingetragen: die Gleichstromkomponente (gestrichelt), die Grundwelle und die erste Oberschwingung entsprechend der Fourierschen Reihenentwickelung

$$J = \frac{1}{\pi} + \frac{1}{2} \sin \omega t - \frac{2}{3\pi} \cos 2\omega t - \frac{2}{15\pi} \cos 4\omega t \ldots$$

1) Wied. Ann. **69**, 858, 1899.
2) Phys. Ztschr. **13**, 953, 1912; Jahrb. **7**, 423, 1913.
3) Phys. Ztschr. **15**, 145, 1914.
4) D.R.P. Nr. 149761 vom 26/8. 1902.
5) C. R. **152**, 699 u. 856, 1911.
6) Elektrot. Ztschr. 1911 S. 988.
7) Über die Art der wirklichen Verzerrung vergleiche Papalexi, Ann. d. Phys. **39**, 976, 1913, sowie die Arbeiten von Günther Schulze.

Diese drei ersten Glieder geben zusammen die oben gestrichelt eingetragene Kurve. Wenn man nun durch ein zweites Ventil eine um 180^0 verschobene Stromkurve herstellt und über die erste lagert, so wird die Grundwelle aufgehoben, während die Gleichstromkomponenten und die Oberschwingungen sich addieren. In Fig. 12 ist die Übereinanderlagerung der beiden Stromkurven dargestellt, die Gleichstromkomponente und die Resultierende aus dieser und der ersten Oberschwingung gestrichelt eingezeichnet.

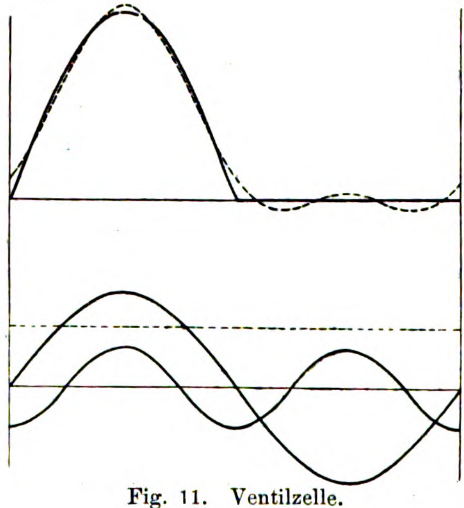


Fig. 11. Ventilzelle.

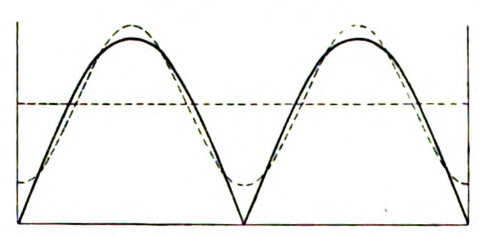


Fig. 12. Zwei Ventilzellen.

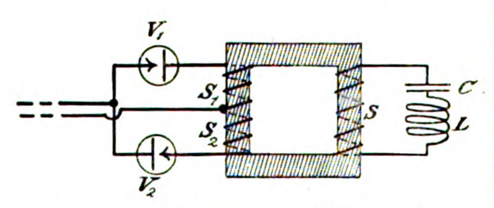


Fig. 13. Schaltung nach Zenneck.

Die Vereinigung der beiden um 180^0 verschobenen verzerrten Ströme kann z. B. in der bekannten Gleichrichterschaltung geschehen, worauf die Gleichstromkomponente durch Transformation in einem gewöhnlichen Transformator fortgeschafft wird. Man kann aber auch die beiden phasenverschobenen Ströme in getrennten Wickelungen um denselben Transformator führen, so daß nur die Induktionsflüsse wirklich addiert werden und in der Sekundärwickelung die doppelte Frequenz liefern. Dies Verfahren wandte Zenneck bei seinen ersten Versuchen an, indem er den primären Wechselstrom zwischen zwei entgegen gesetzt gerichteten Ventilzellen verzweigte, wie es Fig. 13 zeigt. Die Schaltung läßt sich in der mannigfachsten Weise vari-

ieren[1]). Ein Übelstand ist bei diesen Methoden die Mitführung der Gleichstromkomponente, die den Wirkungsgrad herabdrückt.

Eisentransformatoren. Doppelte Frequenz.

§ 17. Die magnetische Sättigung des Eisens kann man in verschiedener Weise zur Verzerrung von Stromkurven benutzen. Schickt man einen Wechselstrom durch eine Drosselspule, die durch eine Gleichstromwickelung bereits nahe zur Sättigung magnetisiert ist, so kann die in Richtung des Gleichstromes wirkende Halbwelle des Wechselstromes die Magnetisierung nicht wesentlich verstärken, während die entgegengesetzte Halbwelle die Magnetisierung beliebig verringern kann bis zur Sättigung in umgekehrter Richtung. Man erhält auf diese Weise eine verzerrte Stromkurve und zugleich einen verzerrten Induktionsfluß in der Drosselspule, den man ebenfalls benutzen kann, wenn man diese als Transformator ausbildet. In diesen Kurven herrscht wie bei den durch Ventile beeinflußten die Oberschwingung von doppelter Frequenz vor. Zwei um 180° verschobene verzerrte Ströme erhält man durch Verzweigung des primären Wechselstromes zwischen zwei gleichen und gleich vormagnetisierten Drosselspulen, wenn man die Zweigströme in den beiden Wickelungen in entgegengesetzter Richtung in bezug auf die Vormagnetisierung führt. Zwei um 180° in der Phase verschobene verzerrte Induktionsflüsse erhält man auch, wenn man die beiden als Transformatoren ausgebildeten gleich vormagnetisierten Drosselspulen mit entgegengesetzter Stromführung in Serie in den primären Wechselstromkreis schaltet. In verschiedener Weise kann man kombinieren, um die Grundwelle herauszuschaffen. Als Beispiel mag die einfachste der von Joly und von Vallauri angegebenen Schaltungen dienen (Fig. 14), bei der die beiden phasenverschobenen Induktionsflüsse, oder wenigstens ihre Induktionswirkungen dadurch addiert werden, daß die Sekundärwickelungen in Serie liegen. Die Richtung der Gleichstrommagnetisierung ist in der Figur durch Pfeile angegeben, die Gleichstromwickelung nicht eingezeichnet, der Richtungssinn der Wickelung überall gleich angenommen und die entgegengesetzte Stromführung durch die Zuleitung gekennzeichnet.

In Fig. 15 ist durch die schwach ausgezogene Kurve der Induk-

1) Vgl. Zenneck, Jahrb. 7, 417, 1913; Phys. Ztschr. 14, 535, 1913; Kruh, Amerikan. Pat. 1905, Nr. 787193; Elektrot. Ztschr. 1907, S. 737; Brown, Boveri & Cie., D.R.P. Nr. 263897 vom 27/7. 1912.



tionsfluß dargestellt, der durch den primären Wechselstrom in einem der vormagnetisierten Transformatoren bewirkt wird. Am Vergleich mit Fig. 11 erkennt man, wie die Kurve ganz ähnlich der durch ein Ventil bewirkten ist und ebenfalls die Oberschwingung doppelter Frequenz stark ausgeprägt enthält. Die gestrichelte Kurve stellt den um 180° verschobenen Induktionsfluß im anderen Transformator dar,

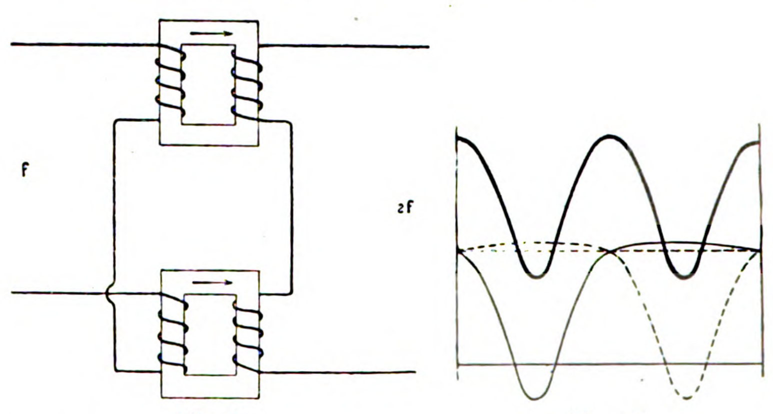


Fig. 14. Schaltung nach Joly und Vallauri.

Fig. 15. Vormagnetisierte Transformatoren.

und die stark ausgezogene Kurve gibt die Summe der beiden Induktionsflüsse, in der die Grundwelle verschwunden und die Oberschwingung doppelter Frequenz verstärkt ist.

§ 18. Man hat vielfach eine vormagnetisierte Drosselspule als eine Art elektrischen Ventils aufgefaßt, indem man sich vorstellte, daß sie dem Durchgang einer in Richtung der Vormagnetisierung wirkenden Halbwelle des Stromes geringen und dem Durchgang der anderen Halbwelle großen Widerstand entgegensetze. Es sind sogar Patente[1]) erteilt auf die Benutzung solcher „polarisierter Drosselspulen" als Ventile zur Gleichrichtung von Wechselstrom. Indessen ist ein derartiger Gleichrichtereffekt prinzipiell unmöglich und die Auffassung als Stromventil nicht stichhaltig. Es ist dabei übersehen, daß der induktive Widerstand nicht dem Strom, sondern dem Anwachsen des Stromes bzw. des Induktionsflusses entgegenwirkt und daß die Abnahme des Induktionsflusses einen ganz entsprechenden Nachschub leistet. Oder mathematisch ausgedrückt: Die induzierte EMK. ist

1) D.R.P. Nr. 51797 und 113992.

gleich $-\frac{d\Phi}{dt}$. Hat man es mit periodischen Vorgängen zu tun, so liefert die Integration über eine Periode — ganz gleichgültig, wie sich der Induktionsfluß Φ ändert, wenn er nur nach Ablauf der Periode zum Anfangswerte Φ_0 zurückkehrt —

$$-\int_0^T \frac{d\Phi}{dt}\,dt = \Phi_0 - \Phi_0 = 0.$$

Die induzierte EMK. gibt keinen einseitig gerichteten Anstoß für die Elektrizitätsbewegung.

Dreifache Frequenz.

§ 19. Auch ohne Vormagnetisierung kann man verzerrte Ströme und Induktionsflüsse erhalten, wenn man Sorge trägt, daß das Eisen durch den primären Wechselstrom selbst bis nahe zur Sättigung magnetisiert wird. In den so erhaltenen Kurven sind die ungeraden Harmonischen besonders ausgeprägt, während die geraden fehlen, so

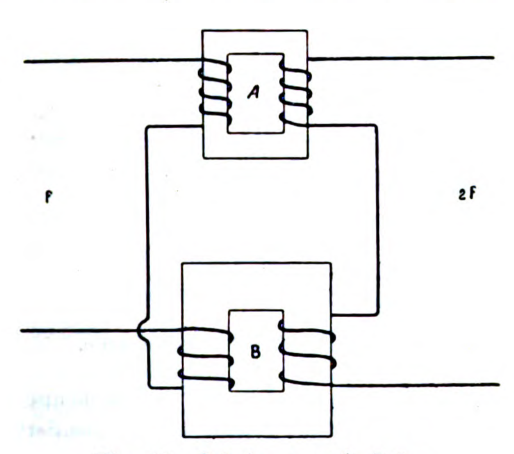


Fig. 16. Schaltung nach Joly.

daß nach Kompensation der Grundwelle die dreifache Frequenz als niedrigste übrig bleibt.

Fig. 16 zeigt die Schaltung des hierauf beruhenden Jolyschen Verfahrens. Der Transformator A wird nahe bis zur Sättigung beansprucht, B nicht. Der Induktionsfluß in A hat etwa die schema-

tische Form wie die in der oberen Hälfte von Fig. 17 ausgezogene Kurve, deren erste und dritte Harmonische gestrichelt eingezeichnet sind. In der unteren Hälfte von Fig. 17 ist entsprechend der Induktionsfluß in B mit seinen ersten Harmonischen dargestellt, der wegen der entgegengesetzt gerichteten Stromführung die entgegengesetzte Phase besitzt. Auf den Sekundärkreis wirkt die Summe der beiden

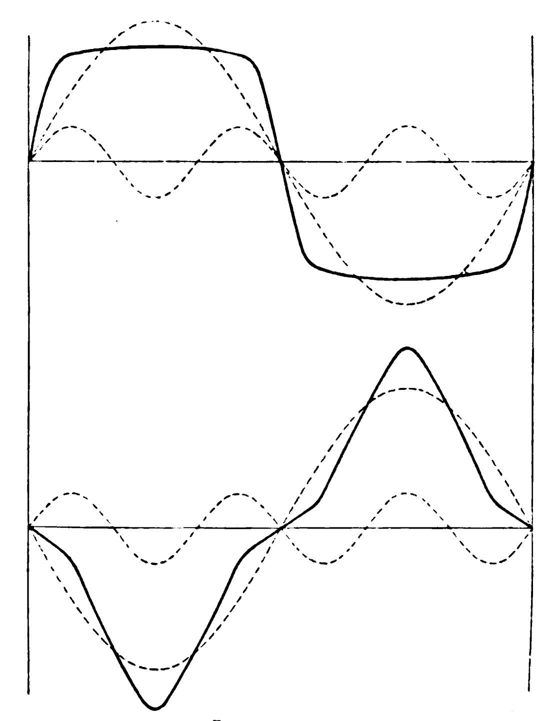


Fig. 17. Überlastete Drosselspule.

Induktionsflüsse, in der die beiden dritten Harmonischen sich verstärken. Damit die Grundwelle vollständig kompensiert wird, ist es nötig, durch geeignete Wahl der Windungszahlen die Amplituden der ersten Harmonischen genau gleich zu machen, wie dies in Fig. 17 angenommen ist. Da außer der dritten auch die fünfte und siebente Harmonische ziemlich stark auftreten, weicht die Kurve des resultierenden Induktionsflusses nicht nur erheblich von der Sinusform ab, sondern ist auch nicht streng mit der dreifachen Frequenz periodisch. In Fig. 18 ist der resultierende Induktionsfluß als Differenz der beiden

gleichgerichteten Einzelflüsse dargestellt. Die Resultierende der beiden dritten Harmonischen ist gestrichelt eingezeichnet; in der Abweichung erkennt man die fünfte Harmonische.

Mehrphasenströme.

§ 20. Wenn man primär Mehrphasenstrom zur Verfügung hat, läßt sich die Grundwelle und auch manche Oberschwingung in bequemer Weise eliminieren. Alle Phasen werden in gleicher Weise

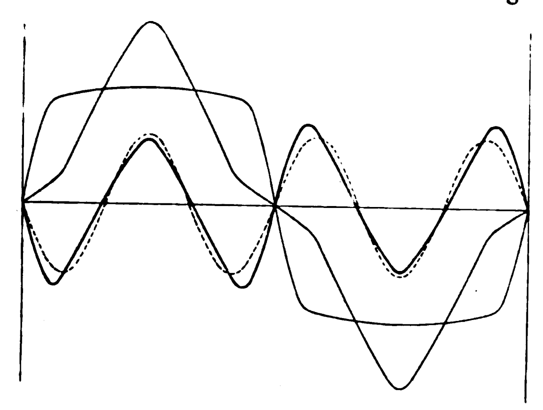


Fig. 18.

verzerrt. Der durch eine Phase hervorgerufene Induktionsfluß möge in der Reihenentwickelung die Form haben

$$\Phi_I = a_0 + a_1 \sin(\omega t + \alpha_1) + a_2 \sin(2\omega t + \alpha_2) + + \dots$$

Die um 180° verschobene Phase gibt dann

$$\Phi_{II} = a_0 - a_1 \sin(\omega t + \alpha_1) + a_2 \sin(2\omega t + \alpha_2) - + \dots$$

In der Summe beider

$$\Phi_A = \Phi_I + \Phi_{II} = 2\{a_0 + \alpha_2 \sin(2\omega t + \alpha_2) + a_4 \sin(4\omega t + \alpha_4) + \dots\}$$

sind sämtliche ungeraden Harmonischen eliminiert. Dem entsprechen die in § 16 und 17 angeführten Methoden.

Nimmt man nun Zweiphasenstrom und behandelt die zweite um 90° verschobene Phase genau wie die erste, so erhält man einen entsprechenden Induktionsfluß

$$\Phi_B = 2\{a_0 - a_2 \sin(2\omega t + \alpha_2) + a_4 \sin(4\omega t + \alpha_4) - + \dots\}$$

Die Differenz beider

$$\Phi_A - \Phi_B = 4\{a_2 \sin(2\omega t + a_2) + a_6 \sin(6\omega t + \alpha_6) + \dots\}$$

gibt die zweite Harmonische verstärkt, während die vierte kompensiert ist[1]).

Die Summe

$$\Phi_A + \Phi_B = 4\{a_0 + a_4 \sin(4\omega t + \alpha_4) + a_8 \sin(8\omega t + \alpha_8) + \ldots\}$$

gibt die vierte Harmonische als Grundfrequenz, und zwar von reiner Periode. Wenn also durch geeignete Verzerrung die vierte Harmonische stark ausgeprägt ist, so läßt sie sich aus Zweiphasenstrom unter strenger Kompensation der niedrigeren Harmonischen rein gewinnen.

§ 21. Nehmen wir die obige Darstellung von Φ_1 für die eine Phase eines Drehstroms an und fügen die beiden anderen je um 120⁰ verschobenen Phasen hinzu, so fallen in der Summe alle Harmonischen fort, deren Ordnungszahl nicht durch 3 teilbar ist. Es bleibt

$$\Phi = 3\{a_0 + a_3 \sin(3\omega t + \alpha_3) + a_6 \sin(6\omega t + \alpha_6) + \ldots\}$$

Bei der Verzerrung eines Wechselstromes mittels Drosselspulen, die durch ihn nahe bis zur Sättigung beansprucht werden, bleibt in der verzerrten Kurve der Verlauf der positiven und negativen Hälfte bis auf das Vorzeichen gleich, was bekanntlich zur Folge hat, daß alle geraden Harmonischen fehlen. Der resultierende Induktionsfluß der drei Phasen wird dann[2])

$$\Phi = 3\{a_3 \sin(3\omega t + \alpha_3) + a_9 \sin(9\omega t + \alpha_9) + \ldots\}$$

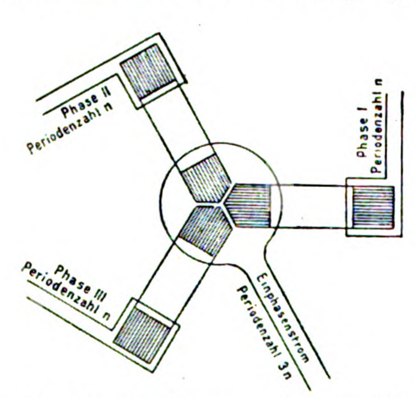


Fig. 19. Anordnung nach Spinelli.

Die Schaltung ist in Fig. 19 nach Spinelli dargestellt.

Wenn man einen Wechselstrom durch einen bis zur Sättigung beanspruchten Transformator und in Serie durch einen ungesättigten Transformator schickt, wie bei dem Jolyschen Verfahren (§ 19), so erhält man in beiden verzerrte Induktionsflüsse, die sich dadurch

1) Dies Verfahren ist in der oben (§ 16) zitierten Patentschrift von Brown, Boveri & Cie. auf die Gleichrichtermethode angewandt. Auch auf das Vorhandensein der sechsfachen Frequenz ist hier aufmerksam gemacht worden.

2) Dies Verfahren ist von Spinelli benutzt. Electrician 70, 97, 1912; Referat Elektrot. Ztschr. 1913, S. 303.

unterscheiden, daß in der Reihendarstellung Φ_I die dritten Harmonischen entgegengesetzt gerichtet sind, während die ebenfalls gut ausgebildeten neunten Harmonischen gleiches Vorzeichen und Phase haben. Bewirkt man die beiden Verzerrungen mit allen drei Phasen und bildet für jede Verzerrung die Resultierende, so erhält man im gesättigten Transformator den vorstehenden Wert Φ und im ungesättigten

$$\Phi' = 3\{-a_3' \sin(3\omega t + \alpha_3) + a_9' \sin(9\omega t + \alpha_9) + \ldots\}$$

Zur Bildung der letzteren Resultierenden kann man die drei Stromphasen in getrennten Wickelungen um denselben ungesättigten Kern eines vierten Transformators führen und erhält dann in seiner Sekundärwickelung ebenfalls eine reine Wechsel-EMK. von dreifacher Frequenz mit strenger Periodizität und gleich verlaufender positiver und negativer Hälfte [1]).

Vereinigt man auch die beiden Resultierenden durch eine gemeinsame Sekundärwickelung, so kann man bei Differenzbildung die dritte Harmonische verstärken, während die neunte geschwächt, die Schwingung also reiner wird. Oder man kann bei Summierung die dritte Harmonische durch Abgleichen der Amplituden ganz kompensieren, so daß die neunfache Frequenz als niedrigste übrig bleibt. Diese ist allerdings im allgemeinen nicht mehr rein, da auch die fünfzehnte Harmonische vorhanden ist.

§ 22. Die Hauptsache bei der Frequenztransformation ist stets die Ausbildung der gewünschten Oberschwingung durch die Verzerrung der Stromkurve. Die Kompensation der Grundwelle ist weniger wesentlich, weil man die Oberschwingung durch abgestimmte Schwingungskreise bereits gut herausholen kann. Man bekommt auch nur den in der Oberschwingung enthaltenen Energiebetrag als Nutzarbeit, während die Leerlaufverluste der starken Grundschwingung bleiben, so daß der Wirkungsgrad sehr schlecht wird, wenn die Oberschwingung nur schwach ausgebildet ist. In den obigen Anordnungen ist die Kompensation der Grundwelle verbunden mit einer Ausnutzung sonst unbenutzter Phasen des Stromes, bei der die Amplituden der gewünschten Oberschwingung addiert werden, was zur Erhöhung des Wirkungsgrades beiträgt.

Im allgemeinen wird man vorteilhafter eine stark ausgebildete niedrige Oberschwingung benutzen und zur Erzielung höherer Fre-

1) Dies Verfahren ist von Alfred Mills Taylor benutzt. D.R.P. Nr. 266202 vom 12/7. 1912.



quenzen das Verfahren wiederholen, als direkt eine weniger gut ausgebildete höhere Oberschwingung verwenden.

§ 23. Die Vereinigung der Wirkungen mehrerer Induktionsflüsse, wie sie bei den Transformationsanordnungen erforderlich ist, geschieht gewöhnlich durch Serienschaltung der Sekundärwickelungen (Fig. 14). Man kann auch die für die Sekundärwickelungen bestimmten Schenkel der Kerne zusammenlegen und mit einer gemeinsamen Sekundärwickelung umgeben (Fig. 19), um an Drahtlänge und Widerstand zu sparen. Nun ist aber bei Hochfrequenz wegen der hohen Eisenverluste jede Streuung von Kraftlinien zu vermeiden, weswegen man am besten die Transformatorenkerne ringförmig macht und jede Wickelung gleichmäßig herumlegt. Man kann dann trotzdem die Sekundärwickelung gemeinsam anbringen, indem man zunächst die primär bewickelten Kerne flach aufeinanderlegt und dann mit der gemeinsamen Sekundärwickelung gleichmäßig umgibt (Fig. 20).

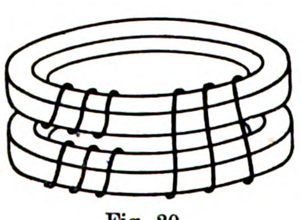


Fig. 20.

§ 24. Die Verwendung von Eisen bei Hochfrequenzapparaten ist noch mit Erfolg möglich[1]), wenn man sehr dünne hochlegierte Bleche nimmt (bis herab zu 0,04 mm)[2]). Die Dimensionen der Transformatoren werden natürlich um so kleiner, je höher die Frequenz ist.

Einen kühnen Versuch in der Verwendung des Eisens hat Boas[3]) unternommen, indem er glühendes Eisen dicht unter der magnetisch kritischen Temperatur benutzt. Hier ist die erreichbare Magnetisierung zwar erheblich kleiner als bei Zimmertemperatur, aber die Magnetisierungskurve steigt viel steiler an, so daß die Permeabilität für kleine Kräfte größer und der Knick der Magnetisierungskurve stärker wird, was gerade für die Zwecke der Frequenztransformation erwünscht ist, während die Wirbelstromverluste klein werden.

---

1) Vgl. Alexanderson, Elektrot. Ztschr. 1911, S. 1078; Arkadiew, Phys. Ztschr. **14**, 561, 1913; Fassbender und Hupka, Phys. Ztschr. **14**, 1042, 1913.

2) Ich möchte nicht unterlassen, dem Eisen-Hüttenwerk Thale an dieser Stelle meinen Dank für die Überlassung einer Quantität solcher Bleche zu Versuchszwecken auszusprechen und desgleichen der Fabrik isolierter Drähte vorm. C. J. Vogel in Adlershof bei Berlin für die Überlassung der erforderlichen Hochfrequenzlitzen.

3) D.R.P. Nr. 268161 vom 11/8. 1912.

§ 25. Die Grundlage jeder Frequenztransformation bildet eine Wechselstrommaschine von einigermaßen hoher Ausgangsfrequenz, deren Bau an sich keine besonderen Schwierigkeiten bereitet. Von größter Wichtigkeit aber ist das Problem der Konstanthaltung der Umlaufszahl und damit der Ausgangsfrequenz. Da die Hochfrequenzkreise abgestimmte Kondensatorkreise sein müssen, so würde bereits bei geringen Schwankungen der Umlaufszahl Verstimmung eintreten und der Wirkungsgrad sinken, ganz abgesehen von der Verstimmung zwischen Sender und Empfänger. Bei der Tourenregulierung ist zweierlei zu berücksichtigen: erstens die Beseitigung der plötzlichen Schwankungen, die beim Senden durch die fortwährenden starken Belastungsänderungen auftreten, zweitens die Aufrechterhaltung derselben Tourenzahl für längere Zeiten. Für den zweiten Punkt dürften konstanter Antrieb mit Elektromotor und Akkumulatorenbatterie sowie empfindliche automatische Tourenregler[1]) in Betracht kommen, für den ersten Punkt vor allem große Schwungmassen. Doch hat man auch Versuche gemacht, die Leistungsschwankungen zu vermeiden, indem man im Moment des Abschaltens der Antenne einen anderen Energieverbraucher einschaltet. Dies darf freilich nicht einfach durch mechanisches Umschalten geschehen, weil während des Schaltens doch Belastungsschwankungen auftreten würden[2]).

Der Ausbreitungsvorgang[3]).

§ 26. Nachdem man ursprünglich den Ausbreitungsvorgang als einfach der Hertzschen Theorie entsprechend auffaßte, hat sich gezeigt, daß dies nur für kurze Entfernungen möglich ist[4]). Für größere Entfernungen kommen drei Faktoren in Betracht: die Beugung um die Wölbung der Erdoberfläche, die elektrischen Eigenschaften der obersten Erdschicht und die Atmosphäre.

Für den Fall gut leitender Erdoberfläche ist das Beugungsproblem theoretisch von Poincaré, Nicholson und March-Sommerfeld und Rybczynski gelöst mit dem Resultat, daß, abgesehen von der nor-

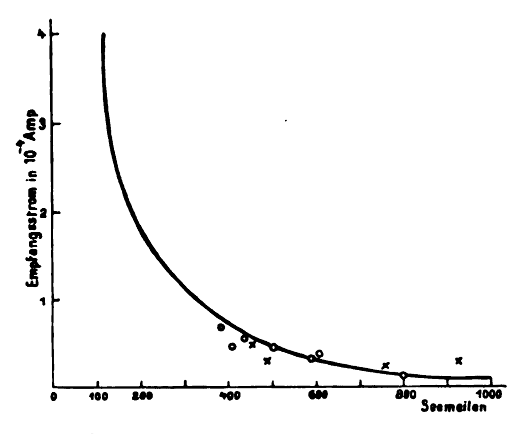
1) Für andere Zwecke z. B. von E. Giebe konstruiert Ztschr. f. Instrumentenkunde **29**, 205, 1909.

2) Vgl. z. B. A. E. G. D.R.P. Nr. 267943 vom 19/12. 1912.

3) Vgl. hierzu auch die neueren Arbeiten von Austin, Jahrb. 8, 575, 1914 und Barkhausen, ebenda S. 602.

4) Über die quantitative Bestätigung der Hertzschen Theorie für kleine Entfernungen vgl. M. Reich, Phys. Ztschr. **14**, 934, 1913; Barkhausen, Jahrb. 5, 261, 1911.

malen Amplitudenabnahme, eine mit der Entfernung exponentiell wachsende Zerstreuung stattfindet. Die genauen Messungen von Austin über die Ausbreitung der Strahlung über Seewasser, also gut leitender Erdoberfläche, stehen mit diesem Resultat zum mindesten nicht in Widerspruch. In Fig. 21 sind die Beobachtungen von Austin nach Rybczynski[1]) und dazu die von diesem für die Energieabnahme mit der Entfernung theoretisch berechnete Kurve eingetragen.



o Tagesbeobachtungen × Nachtbeobachtungen.
Senderstrom = 20 Amp. λ = 3750 m.
Fig. 21.

Der Einfluß der elektrischen Beschaffenheit der Erdoberfläche ist von Zenneck und Sommerfeld für ebene Erdoberfläche und schließlich von Rybczynski im Zusammenhang mit der Beugung um die Kugelfläche behandelt. Diese Theorien ergaben das an der Erdoberfläche vornübergeneigte elektrische Feld und boten eine Möglichkeit für die Erklärung der richtenden Wirkung der geknickten Marconi-Antenne und des Vorteils der großen Wellenlängen bei großen Entfernungen. Sie führten zu der Auffassung, daß die räumliche Ausbreitung verbunden sei mit Ausbreitung an der Oberfläche, wobei die letztere mit geringerer Amplitudenabnahme, aber dafür einer zusätzlichen exponentiellen Dämpfung geschieht, so daß in gewissen mittleren Entfernungen diese Oberflächenwellen den Charakter der Strahlung bedingen können.

1) Wied. Ann. 41, 191, 1913.

Erdantennen.

§ 27. Für den Empfang bei den Erd- oder Horizontalantennen kommt die Horizontalkomponente des elektrischen Feldes (§ 26) in Betracht. Abgesehen davon, sind die Verhältnisse beim Senden analog. Wenn man als Sender eine horizontale Antenne mit freien Enden, und als Empfänger eine gewöhnliche vertikale Antenne nimmt, oder umgekehrt, so erhält man nach den Versuchen von Kiebitz[1]) Empfang in der Richtung der Horizontalantenne und keinen Empfang senkrecht dazu. Hätte man die Anordnung im leeren Raum, so daß die Strahlung als die eines Hertzschen Dipols ohne weiteres berechnet werden könnte, so wäre in beiden Richtungen kein Empfang möglich. Zur Verdeutlichung des Problems seien einige der Erklärungsversuche angeführt: Die Ausbreitung des auf der Erde senkrecht oder schräg stehenden elektrischen Kraftfeldes ist verbunden mit einer Ausbreitung von Ladungen an den Ansatzpunkten der Kraftlinien. Man müsse also, sagt eine Erklärung, den Strahlungsvorgang auch dadurch einleiten können, daß man diese Ladungsausbreitung einleite, was durch die Horizontalantennen, insbesondere bei kapazitativem Erdanschluß der Enden ebenso wie bei zwei entgegengesetzt schwingenden Vertikalantennen geschehe. Ein anderer Erklärungsversuch sagt: Die an beiden Enden entgegengesetzt geladene horizontale Antenne (vgl. Fig. 22) ent-

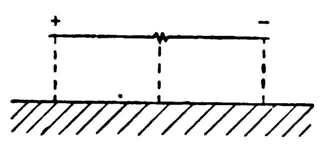


Fig. 22.

spricht einem elektrischen Dipol. Liegt die Antenne über einer gut leitenden ausgedehnten horizontalen Fläche, so kann man nach der Hertzschen Theorie die Einwirkung der leitenden Fläche ersetzen durch das Spiegelbild der Antenne mit entgegengesetzter Ladung und Stromrichtung. Als leitende Fläche wird nun der Grundwasserspiegel angesehen und dementsprechend die Antenne mit Endladungen ersetzt durch zwei entgegengesetzte Dipole, einen über, einen unter dem Grundwasserspiegel (vgl. Fig. 23). Der Erklärungsversuch besteht nun darin,

1) Ann. d. Phys. 32, 941, 1910; Jahrb. 5, 349, 1911; 6, 1 u. 554, 1912.

daß man die vier Ladungen auch als zwei vertikale Dipole auffassen könne, welche zwei vertikalen Antennen (Fig. 24) mit ihren asymmetrischen Spiegelbildern entsprächen, die bekanntlich durch Interferenz gerichtete Strahlung in ihrer Verbindungslinie geben.

Nach der Hertzschen Theorie kann man beide Erklärungen nicht gelten lassen. Beide Erklärungen beziehen sich auf den schematischen Fall horizontaler Antennen in einigem Abstand über einer unendlich gut leitenden ebenen Erdoberfläche, und dieser Fall läßt sich nach der

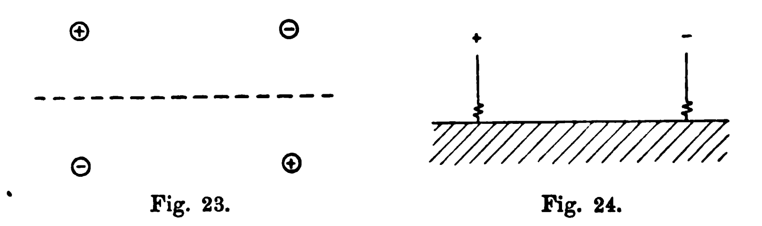


Fig. 23. Fig. 24.

Hertzschen Theorie leicht übersehen. Nämlich ein schwingender Dipol und auch eine schwingende gerade Antenne strahlt in der eigenen Richtung nicht. Fügt man das Spiegelbild hinzu, so hat man zwei Antennen, die in ihrer Richtung nicht strahlen, und die Summe ist immer noch nichts. Denn das elektromagnetische Feld, welches von beiden Antennen zugleich ausgesandt wird, ist die einfache Übereinanderlagerung der Felder, die jede Antenne für sich ausstrahlt. In der Richtung senkrecht zur Horizontalantenne verschwindet die Strahlung natürlich nach der Hertzschen Theorie im schematischen Fall ebenfalls, weil die Felder von Antenne und Spiegelbild sich aufheben. In betreff der Zusammenfassung der vier Ladungen zu Dipolen sei noch bemerkt, daß dies natürlich beliebig geschehen kann, solange die Ladungen ruhen, aber man kann nicht horizontal schwingende Dipole durch vertikal schwingende ersetzen.

Man wird kaum fehlgehen, wenn man für die Wirksamkeit der Erdantennen dieselbe Erklärung annimmt, die Hörschelmann[1]) für die Wirkung der geknickten Marconi-Antenne gegeben hat. Ein auf die vertikale Empfangsantenne wirkendes elektrisches Feld kann nur von vertikalen Sendestromkomponenten herrühren, die sich tatsächlich an den Enden der Erdantennen finden, und zwar teils in den Zuführungsdrähten zur Erde, teils in den Erdströmen, die sich in einer Erdschicht von mittlerer Leitfähigkeit ausbilden. Diese Vertikalströme

1) Diss. München 1911, Jahrb. 5, 14 u. 188, 1911.

geben zusammen die beiden vertikalen entgegengesetzt schwingenden Dipole, durch welche sich das Verhalten der Erdantennen darstellen läßt.

Einfluß der Atmosphäre.

§ 28. Einen starken und mannigfaltigen aber noch recht ungeklärten Einfluß auf die Ausbreitung der Strahlen übt die Atmosphäre aus, und zwar in doppelter Weise. Einmal durch Beeinflussung der vom Sender ausgehenden Strahlung und zweitens durch zusätzliche Störungen, die nicht vom Sender, sondern von der Atmosphäre ausgehen. Die letzteren behandeln wir kurz in § 35 und beschränken uns hier auf die Einwirkung der Atmosphäre auf die gewollte Senderstrahlung. Daß die Dämpfung des Senders durch atmosphärische Störungen ziemlich stark beinflußt wird (bis 200 %) und daß außerdem kleinere regelmäßige Änderungen mit täglicher Periode stattfinden, ist von Esau nachgewiesen[1]), während Mosler bereits gefunden hatte, daß Tag und Nacht einen größeren Unterschied nicht gibt. Die Änderungen des Senders erklären aber nur zum kleineren Teil die tatsächlich beobachteten Schwankungen der Empfangsintensität, der Hauptteil rührt her von einer direkten Abhängigkeit des Ausbreitungsvorganges von dem Zustand der Atmosphäre. Hierher gehören die bekannten von der Wellenlänge abhängenden Unterschiede im Empfang bei Tag und bei Nacht, die besonders starken Empfangsmaxima, die sich zeigen, wenn der Zwischenraum zwischen Sende- und Empfangsstation abends vom letzten oder morgens vom ersten Sonnenstrahl getroffen wird, und die Minima, die auftreten, wenn abends oder morgens nur ein Teil des Zwischenraumes im Dunkel liegt, sowie die Änderung dieser Schwankungen mit der Jahreszeit[2]).

Ferner gehört hierher die von Schwarzhaupt[3]) mitgeteilte Tatsache, daß Gebirge, die bei Tag ein Hindernis für die Ausbreitung bieten, dies bei Nacht nicht tun, ferner der Einfluß des Nordlichtes und noch eine große Zahl von anderen merkwürdigen Beobachtungen.

Von den Erklärungsversuchen verdienen vielleicht die ernsteste Beachtung diejenigen, die die Ionisierung der oberen Luftschichten heranziehen[4]).

1) Phys. Ztschr. 13, 721, 1912; Referat Elektrot. Ztschr. 1913, S. 975.

2) Vortrag Marconis, Elektrot. Ztschr. 1912, S. 323; vgl. auch Elektrot. Ztschr. 1911, S. 1313.

3) Elektrot. Ztschr. 1910, S. 113.

4) Vgl. Eccles, Jahrb. 7, 191, 1913. O. Lodge, Phil. Mag. (6) 25 757, 1913; Jahrb. 7, 514, 1913.

Direkt an Interferenzerscheinungen, wie sie durch Reflexion an einer leitenden Schicht hervorgerufen werden können, erinnert die merkwürdige mit Poulsen-Schwingungen in Amerika gemachte Beobachtung[1]), daß die Empfangsintensität einer bestimmten Wellenlänge zu Zeiten stark geschwächt war, während eine um wenige Prozent andere Wellenlänge ungeschwächt blieb, und während auch die geschwächte Welle gleichzeitig an einer anderen Station ungeschwächt weiter empfangen wurde. Auch eine Art Schlierenbildung kann für manche Unregelmäßigkeiten des Empfanges in Betracht kommen[2]).

Zu der mehrfach angenommenen Reflexionswirkung an oberen leitenden Schichten dürfte es von Interesse sein, ein akustisches Analogon anzuführen. Bei großen Explosionskatastrophen ist mehrfach die Beobachtung gemacht, daß das Gebiet normaler Hörweite umgeben war von einer Zone des Schweigens, auf welche wieder ein ausgedehntes Gebiet abnormaler Hörweite folgte. G. v. d. Borne[3]) hat hierfür die wohlbegründete Erklärung gegeben, daß an der in 70 km Höhe beginnenden Wasserstoffatmosphäre[4]) eine Reflexion der Schallwellen stattfindet, und hat zahlenmäßige Übereinstimmung gefunden zwischen seinen theoretischen Resultaten und der durch zahlreiche Beobachtungen genau bekannten Lage der Zone des Schweigens und der abnormalen Hörweite bei der im November 1908 erfolgten Dynamitexplosion an der Jungfraubahn.

Daß eine erhebliche Reflexion elektrischer Wellen an ionisierten Schichten bei einem Ionisationsbetrag eintreten kann, der durchaus möglich erscheint, zeigt eine von J. Salpeter[5]) angestellte Rechnung. Eine solche Reflexionswirkung gewinnt immer mehr an Wahrscheinlichkeit, während die Vorstellung von einer starken Absorption durch die vom Sonnenlicht ionisierte Luft, wodurch man anfangs den schwächeren Tagesempfang erklären wollte, an Wahrscheinlichkeit verliert. Im Zusammenhang damit scheint sich auch die Grundfrage zu lösen, ob der Empfang bei Tage oder bei Nacht als der normale zu betrachten sei. Nimmt man den stärkeren Nachtempfang als normal, so kann man den Empfang bei Tage etwa als durch Schlierenbildung geschwächt ansehen. Der Empfang bei Tage ist regelmäßiger und fügt sich besser

1) de Forest, Jahrb. **6**, 167, 1912.
2) Vgl. Kiebitz, Jahrb. **7**, 154, 1913.
3) Phys. Ztschr. **11**, 483, 1910.
4) Vgl. A. Wegener, Phys. Ztschr. **12**, 170 u. 214, 1911.
5) J. Salpeter, Phys Ztschr. 1913, S. 201.

der Beugungstheorie, wie Fig. 21 erkennen läßt. Nimmt man darum ihn als den normalen, so muß man den Nachtempfang als anormal vergrößert ansehen, wofür man leitende obere Schichten heranziehen kann. Die Ionisierung durch das Tageslicht mag dann die Unstetigkeit des Überganges verwischen und dadurch die Reflexion beseitigen.

§ 29. Da bei Erdantennen die Ausbreitung der Strahlung in derselben Weise geschieht wie bei Vertikalantennen, muß man den gleichen Einfluß der Atmosphäre, die gleiche unregelmäßige Empfangsverstärkung bei Nacht erwarten. In der Tat sind diese Wirkungen beobachtet worden und sogar in komplizierterer Art, als dies bei symmetrischen Vertikalantennen möglich ist. So zeigte sich z. B. wider Erwarten bei Nacht auch mit einer Erdantenne, die senkrecht zur Verbindungslinie mit dem Sender gezogen war, guter Empfang, der bei Tage völlig ausblieb[1]).

Wenn der Sender ebenfalls eine senkrecht zur Verbindungslinie mit dem Empfänger gezogene Horizontalantenne oder geknickte Antenne ist, so könnte ein solcher Empfang durch Reflexion an oberen Atmosphärenschichten zustande kommen, da die Horizontalantenne mit ihrem Spiegelbild zwar nicht in horizontaler Richtung zur Seite, wohl aber nach oben Strahlung aussenden kann. Auch bei einer unsymmetrischen Schirmantenne ließe sich der Effekt denken, während er bei einer ganz symmetrischen Vertikalantenne, wenn Reflexion die Ursache sein soll, nur durch reflektierende Flächen, die stark von der horizontalen abweichen, zustande kommen könnte.

§ 30. Es wäre von Interesse, zu versuchen, ob eine Reflexion an oberen Schichten und gegebenenfalls die Höhe dieser Schichten sich durch Interferenz feststellen läßt. Das direkte Aufsuchen von Interferenzstellen senkrecht über einer Horizontalantenne dürfte an der verschiedenen Intensität des direkten und des reflektierten Wellenzuges scheitern. Aussicht auf Erfolg hat vielleicht die Methode, mit zwei großen Vertikalantennen und stetig variierter Wellenlänge nach Interferenzen zu suchen. Es wäre das die systematische Verfolgung der oben erwähnten von de Forest beschriebenen Einzelbeobachtungen. Damit der Gangunterschied der Interferenzen nicht zu hoch wird, darf der Abstand der beiden Antennen nicht zu klein genommen werden, wohl nicht unter einigen hundert Kilometern.

Findet man bei stetiger Änderung der Wellenlänge eine Reihe aufeinanderfolgender Maxima und Minima, und sind λ_1 und λ_2 die

1) Kiebitz, Jahrb. 6, 5, 1912.

Wellenlängen für zwei benachbarte Maxima oder Minima, so ist $\Delta = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2}$ der Wegunterschied des direkten und des reflektierten Strahles, und $h = \frac{1}{2}\sqrt{\Delta^2 + 2a\Delta}$, wo a den Abstand der beiden Stationen bedeutet, gibt die Höhe der reflektierenden Schicht, wenn man die Reflexion als an einer scharfen Unstetigkeitsfläche erfolgend ansieht.

Es ist selbstverständlich, daß die Versuche mit ungedämpften Schwingungen bei Nacht und der Kontrolle halber auch bei Tage und möglichst zugleich an verschiedenen Empfangsstationen ausgeführt werden müssen. Bei kleinen Gangunterschieden ließe sich auch mit gedämpften Schwingungen ein Erfolg erwarten.

Bei dem von de Forest (a. a. O.) beschriebenen Versuche war in einer Entfernung $a = 650$ km (Los Angeles-San Francisco) guter Empfang für $\lambda_1 = 3100$ m und kein Empfang für $\lambda_2 = 3260$ m. Nimmt man an, daß diese zufällig benutzten Wellenlängen ungefähr einem Maximum und dem darauf folgenden Minimum entsprechen, so ergibt sich der zur Inferferenz erforderliche Wegunterschied

$$\Delta = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{2(\lambda_1 - \lambda_2)} = \text{ca. } 31 \text{ km} = 10\,\lambda_1 = 9{,}5\,\lambda_2$$

und daraus die Höhe der reflektierenden Schicht $h =$ ca. 100 km.

Diese Darlegungen sollen nur zeigen, welcher Art etwa die Vorstellungen sind, die man sich über die Einwirkung der Atmosphäre bilden kann. Ganz präzise Vorstellungen wird man kaum haben, bevor die bisherigen gelegentlichen Beobachtungen durch systematische Massenbeobachtungen ersetzt sind. Zu diesem Zweck hat sich bereits ein internationales Komitee gebildet, das an alle Freunde der drahtlosen Telegraphie die Aufforderung richtet, sich an den Empfangsversuchen zu beteiligen[1]).

§ 31. Ich will hier nicht unerwähnt lassen, daß bis zu einem gewissen Grade auch eine Ausbreitung der Wellen durch die Erde möglich ist, wenn die Antennen sich unter der Erdoberfläche befinden. Absolute Trockenheit ist hier natürlich Vorbedingung, sodaß insbesondere die in dieser Beziehung Exsikkatoren vergleichbaren Kalisalzbergwerke dazu geeignet sind. In der Tat scheinen die von den Herren Leimbach und Löwy vor einigen Jahren begonnenen Untersuchungen

1) Auskunft erteilt Prof. Dr. K. Schmidt, Halle a. S., Paradeplatz 7.

nach den ersten zweifelhaften Anfängen einen guten Fortgang zu nehmen und haben bereits einige greifbare Ergebnisse gezeitigt[1]).

Empfangsanordnungen.

§ 32. Wenn die Einführung der Kristalldetektoren einen wesentlichen Fortschritt gegen die Zeiten des Kohärers bedeutet, so hat doch die drahtlose Telegraphie das Bestreben nicht aufgegeben, die Wellenanzeiger weiter zu vervollkommnen. Sie hat darum ein wesentliches Interesse den von Fleming eingeführten „Gasdetektoren" zugewandt, die nicht nur die von der Empfangsantenne aufgenommene Energie anzeigen, sondern eine Relaiswirkung, und zwar eine proportional verstärkende auszuüben vermögen. In dem „Audion" von de Forest und besonders in der „Lieben-Röhre" sind bereits sehr brauchbare Apparate entstanden, und es bleibt abzuwarten, inwieweit die rationelle Verwendung der Eigenschaften der Gasentladung noch weitere Vervollkommnungen in dieser Beziehung bringen wird.

Über die Lieben-Röhre hat Herr Reisz, der sich auch um ihre wissenschaftliche Durcharbeitung Verdienste erworben hat, im Elektrotechnischen Verein in Berlin ausführliche Mitteilungen gemacht[2]), und die Arbeiten über die Verwendungsmöglichkeiten der Röhre sind seitdem besonders bei der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie nicht stehen geblieben.

§ 33. Wenn man den Übergang vom tönenden Löschfunken zur kontinuierlichen Schwingungsfolge vollziehen will, so geht der einfache, empfindliche und relativ störungsfreie telephonische Empfang der tönenden Signale verloren. Zum Glück sind rechtzeitig die ausgezeichneten Methoden des Interferenz- oder Schwebungsempfanges auf dem Plan erschienen, die von Fessenden[3]) eingeführt wurden. Diese Methoden nehmen auf der Empfangsstation einen Hochfrequenzstrom zu Hilfe, dessen Periodenzahl der der empfangenen Welle nicht ganz aber nahezu gleich ist[4]). Sind n und n' die Frequenzen der beiden Ströme, so geben diese bei ihrer gleichzeitigen Einwirkung auf irgendeinen Apparat oder Schwingungskreis in der Sekunde $n-n'$ Schwe-

---

1) „Kali", Ztschr. für Gewinnung der Kalisalze, 7, 433, 1913; „Kali, Erz, Kohle", Zentralorgan des Bergwesens, 10, Nr. 31. 1913.

2) Elektrot. Ztschr. 1913, S. 1359.

3) Electrician 59, 985, 1907; Amerikan. Pat. Nr. 1050728 vom 14/1. 1913.

4) Eine solche Hilfsstromquelle ist schon früher von Schoemaker für Dynamometerempfang vorgeschlagen. Amerikan. Pat. Nr. 711184 vom 14/10. 1902.

bungen. Ein gewöhnliches Telephon zeigt allerdings diese Schwebungen nicht an, da es überhaupt keine Hochfrequenzströme anzeigt, also auch nicht deren Amplitudenschwankung. Um die Schwebungen zum Empfang brauchbar zu machen, muß man entweder Wirkungen benutzen, die von der Stromrichtung unabhängig sind, also z. B. eine Art Vibrationsdynamometer wie bei dem Fessendenschen „Heterodynempfänger“, oder man muß zunächst eine Gleichrichtung durch einen Kristalldetektor oder ein anderes Ventil vornehmen, wodurch die Amplitudenschwankungen im Telephon als Ton hörbar werden. Um die Tonhöhe im ganzen akustischen Bereich zu variieren, braucht man die Hilfsfrequenz nur wenig zu ändern, so daß man bequem diejenige Tonhöhe einstellen kann, die die größte Empfindlichkeit für Telephon und Ohr liefert.

Man kann fragen, welche Energie bei dem Schwebungsempfang zur Wahrnehmung komme. Wenn Hilfsstrom und Empfangsstrom bei ihrem Zusammenwirken gleiche Amplitude haben, so findet im Schwebungsmaximum (bei Phasengleichheit) Amplitudenverdoppelung, also Vervierfachung der Leistung statt. Dafür ist im Schwebungsminimum die Leistung Null, so daß im Durchschnitt, wie es sein muß, die doppelte Leistung herauskommt. Der Empfang ist also viermal so stark als er sein würde, wenn man den Empfangsstrom periodisch ausschaltete, um seine Wirkung mit Telephon und Detektor hörbar zu machen.

§ 34. Goldschmidt hat versucht, durch Umkehrung der Arbeitsweise seiner Hochfrequenzmaschine den Empfangsstrom auf niedrige im Telephon direkt hörbare Frequenz zu transformieren. In einem späteren Verfahren[1]) benutzt er einen rotierenden, nicht ganz synchron laufenden Kommutator, durch den er den Empfangsstrom schickt. Bei vollem Synchronismus würde der Kommutator als Gleichrichter wirken. Bei nicht vollständigem Synchronismus werden Perioden miteinander abwechseln, wo der Kommutator die negativen Stromphasen nach der positiven Seite umklappt, und solche, wo er die positiven Phasen nach der negativen Seite wirft, während in den Zwischenperioden von der positiven und negativen Phase je ein Teil umgeklappt wird. Das Resultat ist ein langsamer Wechselstrom mit übergelagerten Zacken, entsprechend der oberen Kurve in Fig. 25, der ohne weiteres im Telephon hörbar ist. Durch abgestimmte Schwingungskreise kann man die gestrichelt eingezeichnete Grundwelle herausholen. Gelingt es aus

1) D.R.P. Nr. 257141 vom 29/10. 1911.

mechanischen Gründen nicht, dem Synchronismus nahe zu kommen, so daß die herausgeholte Grundwelle noch zu hohe Frequenz hat, so kann man mit dieser den Prozeß wiederholen, also eine Kaskadenschaltung

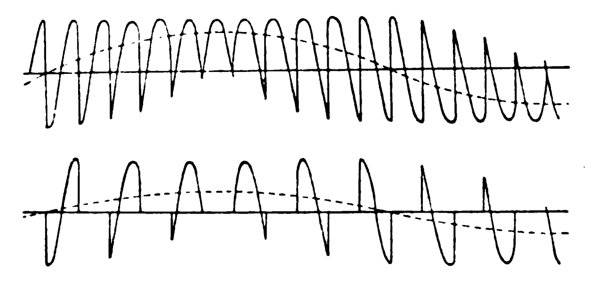


Fig. 25.

anwenden, wobei man aber mit einem rotierenden Kommutator auskommt, dem man den neugewonnenen langsameren Wechselstrom durch die Schleifringe wieder zuführt, wie dies Fig. 26 zeigt. Wenn bei

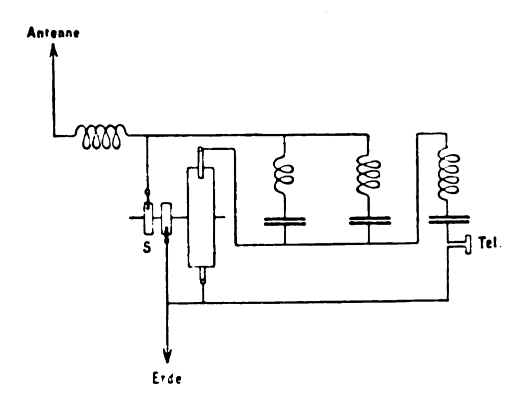


Fig. 26.

diesem Verfahren der Empfang nicht durch Energiezufuhr aus einem Hilfsstrom unterstützt wird, so läßt sich dafür vielleicht eine gute Ausnutzung der empfangenen Energie erwarten.

Der rotierende Kommutator läßt sich durch einen rotierenden Unterbrecher ersetzen. Die Wirkung ist dann so, als setze der Kommutator jedes zweite Mal aus, so daß der Strom die in Fig. 25 unten gezeichnete Kurvenform annimmt, wobei die Amplitude der langsamen

Grundwelle auf die Hälfte, die Energie also auf den vierten Teil sinkt. Da die Energie aber nicht vernichtet, sondern nur der Antenne nicht entzogen wird, so mag bei geringer Antennendämpfung die Amplitude der Antennenschwingungen höher anwachsen und der Verlust in Wahrheit vielleicht unerheblich sein.

Atmosphärische Störungen.

§ 35. Die große Empfindlichkeit der Verstärkungsdetektoren und auch schon der Kristalldetektoren läßt sich nur dann ausnutzen, wenn der Empfang nicht durch Störungen beeinflußt wird, wie sie teils von fremden Stationen und besonders von luftelektrischen Vorgängen verursacht werden. Die Unschädlichmachung solcher Störungen ist eine der wichtigsten Aufgaben im augenblicklichen Stadium der drahtlosen Telegraphie. Verhältnismäßig leicht ist es, den Einfluß fremder Stationen von anderer Wellenlänge durch Ausnutzung des Resonanzprinzips bei schwacher Dämpfung und durch Benutzung abgestimmter Zwischenkreise zu beseitigen. Großstationen sollte man möglichst mit ungedämpften Schwingungen betreiben, da die Empfangsanordnungen der kleinen Funkenstationen hierauf nicht ansprechen und daher ganz ungestört bleiben[1]. Dagegen machen die atmosphärischen Störungen desto größere Schwierigkeiten. Da diese die Empfangsantenne zu Schwingungen in ihrer Eigenwelle anstoßen, so können Resonanzschärfe und Zwischenkreise nicht viel helfen. Eine wesentliche Besserung wurde durch die tönenden Signale erzielt, die sich wenigstens leicht von dem „Knacken“, „Brodeln“, „Rasseln“, „Rauschen“ und „Zischen“ der atmosphärischen Störungen unterscheiden lassen. Die Störungen sind teils als von Blitzen ausgehend nachgewiesen[2], teils hängen sie mit anderen luftelektrischen Erscheinungen zusammen. Einen Zusammenhang gewisser Störungen mit plötzlichen Schwankungen des atmosphärischen Potentialgefälles fanden Diekmann[3], Mosler[2] und G. Lutze[4]. Die Schwankungen der die Empfangsantenne durchfließenden Ausgleichströme zwischen Erde und Atmosphäre machen sich bemerklich[4].

---

1) Vgl. H. Rein, Elektrot. Ztschr. **35**, 879, 1914.

2) Vgl. Erskin-Murray, Jahrb. **5**, 108. 1912; ferner Mosler, Elektrot. Ztschr. 1912, S. 1134.

3) Vgl. Dieckmann, Luftfahrt u. Wissenschaft, Heft 2.

4) Phys. Ztschr. **14**, 1148. 1913.

§ 36. Zur Beseitigung oder Verminderung der Störungen sind verschiedene Maßregeln versucht, die teils darauf hinauslaufen, die Störungen in sich zu kompensieren, teils eine Schirmwirkung gegen die Störungen erstreben. Ein Verfahren der Marconigesellschaft zur Beseitigung stärkerer Störungen besteht z. B. in der Parallelschaltung zweier entgegengesetzt gerichteter und verschieden empfindlich eingestellter Ventildetektoren im Empfangskreis. Für normalen Empfang schwacher Signale wirkt nur der empfindliche Detektor, während eine stärkere Beanspruchung ihn aus dem kleinen Bereich großer Empfindlichkeit hinausbringt und daher durch den entgegengesetzt geschalteten Detektor kompensiert. Vollkommenere Kompensation auch schwacher Fernstörungen scheint durch Hinzufügen einer zweiten, etwas verstimmten Empfangsantenne prinzipiell möglich. Durch nicht resonanzfähige Störungen werden beide Antennen in gleicher Weise angestoßen, so daß sich durch Gegeneinanderschalten ihrer Detektorwirkungen die Störung aufheben läßt, während auf normale Signale nur die abgestimmte Antenne reagiert.

Ein Schutz nach dem Prinzip der Schirmwirkung wird von Dieckmann vorgeschlagen. Danach soll die Antenne mit einem Käfig aus Drähten umgeben werden, die möglichst senkrecht zur Richtung des ankommenden elektrischen Strahlungsfeldes verlaufen und durch nicht resonanzfähige leitende Verbindungen untereinander und mit Erde verbunden sein müssen. Durch diese Einrichtung können die in der Antenne fließenden Ausgleichströme beseitigt werden, während der Schutz gegen Empfang ferner Entladungen nicht wirksam sein dürfte. Vielleicht könnte eine Kombination der beiden letzten Methoden in beiden Hinsicht leidlichen Erfolg bieten. Die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie scheint noch andere Verfahren zu bevorzugen, etwa ähnlich wie das, die Antenne nicht in ihrer Grundschwingung, sondern in einer Oberschwingung empfangen zu lassen, so daß die in der Grundschwingung ausklingenden Störungen durch Anwendung abgestimmter Zwischenkreise beseitigt werden können.

Leider scheint ein für die Praxis wirklich ausreichender Schutz vor atmosphärischen Störungen vorläufig noch zu den zwar heißen aber unerfüllten Wünschen der drahtlosen Telegraphie gehören.

Drahtlose Telephonie.

§ 37. Von den verschiedenen Anordnungen, die in den letzten Jahren ein drahtloses Fernsprechen über einige hundert Kilometer mit

Sicherheit ergeben haben, soll hier das von Ludwig Kühn[1]) im Laboratorium der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie ausgearbeitete System beschrieben werden, das die Besonderheiten des Problems gut hervortreten läßt und sich auch durch praktische Erfolge (bis zu 600 km) auszeichnet. Das System beruht auf der Anwendung einer Selbstinduktion mit vormagnetisiertem Eisenkern. Der Mikrophonstrom beeinflußt die Magnetisierung und damit die Größe der Selbstinduktion. Diese liegt in einem Resonanzkreise, so daß durch den Mikrophonstrom die Abstimmung und damit auch die Stärke des Antennenstromes beeinflußt wird,

Um eine besondere Selbstinduktionsspule zu sparen und zugleich die Beeinflussung auf einen möglichst großen Teil der Selbstinduktion im Abstimmungskreise zu erstrecken, wird man den Mikrophonstrom auf den vormagnetisierten Kern des zwischen Generator und Antenne liegenden Hochspannungstransformators wirken lassen, wobei die Beeinflussung zugleich den Primärkreis und den Antennenkreis trifft, natürlich in verschiedenem Grade.

Die Vormagnetisierung ist normal so eingestellt, daß noch keine Abstimmung erreicht ist, sondern daß erst bei Verstärkung der Magnetisierung durch den Mikrophonstrom die Abstimmung der Resonanzlage zustrebt, bei Schwächung sich weiter von ihr entfernt. Hierdurch wird bewirkt, daß den Wellen des Mikrophonstromes proportionale Änderungen des Antennenstromes entsprechen, solange der Mikrophonstrom eine gewisse Stärke nicht überschreitet. Unsymmetrische Verzerrungen, wie sie durch die Gestalt der Magnetisierungskurve verursacht werden können, lassen sich durch passende Schaltung zweier Transformatoren ausgleichen, was sich bei Benutzung eines Generators mit ruhendem Frequenztransformator von selbst darbietet.

Die Empfindlichkeit der Methode wird als sehr groß angegeben. Man soll z. B. mit weniger als 2 Watt einen Antennenstrom zwischen 40 und 10 Amp. rhythmisch beeinflussen können.

Um eine größere Zahl von Mikrophonen verwenden zu können, wird eine Schaltung benutzt, wie sie z. B. für Poulsen-Lampen bekannt ist. Die Mikrophone werden in mehrere Reihen angeordnet und diese parallel gelegt, wobei aber jeder Reihe ein besonderer Vorschaltwiderstand (Stabilisierungswiderstand) zugegeben wird. Direkt von den Mikrophonreihen ohne Vorschaltwiderstände werden die

---

1) Elektrot. Ztschr. 35, 816, 1914 (siehe auch Selbstreferat im Jahrbuch 9, 502, 1915).

Spannnungsschwankungen abgezweigt und parallel gelegt, wobei jede Abzweigung einen Kondensator erhält, der das Eindringen des Gleichstromes verhindert.

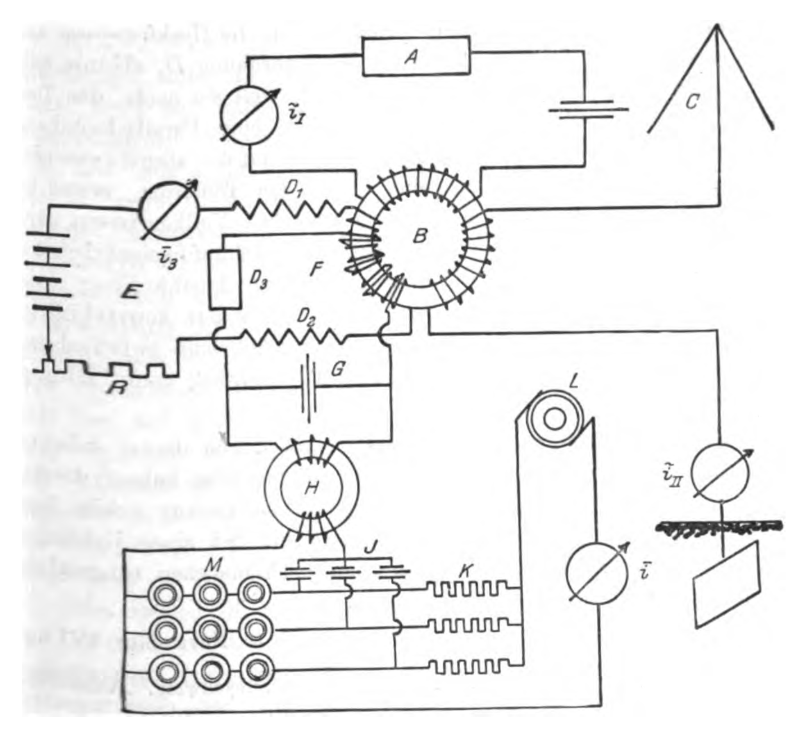


Fig. 27.

Die ganze Schaltung des Systems ist in Fig. 27 dargestellt. Hier bedeutet:

A die Hochfrequenzmaschine,
B den Hochfrequenztransformator,
C die Antenne,
D_1 und D_2 Schutzdrosseln gegen Hochfrequenz,
E einen konstanten Vormagnetisierungsstromkreis,
F den Tonstromkreis (transformierter Mikrophonstrom),
G einen Schutzkondensator gegen Hochfrequenz für
H den Tonstromtransformator,
I Blockierungskondensatoren,

K Stabilisierungswiderstände,
L die Gleichstromquelle,
M Mikrophone.

Eine besondere Schwierigkeit besteht darin, die Hochfrequenz aus dem Tonstromkreis abzudrosseln, wozu die Anordnung D_3 dienen soll. Eine hochwindige Drosselspule ist ungeeignet, weil sie auch den Tonstrom abdrosseln würde. Besser eignet sich eine Parallelschaltung aus Selbstinduktion und Kapazität, die in sich auf den abzudrosselnden Strom abgestimmt ist und nur eine kleine den Tonstrom wenig beeinflussende Selbstinduktion zu enthalten braucht. Vollkommen würde diese Anordnung wirken, wenn sie ganz ohne Dämpfungswiderstände hergestellt werden könnte. Bei der praktischen Ausführung erzielt man nur eine mäßig gute Wirkung. Noch eine andere kompliziertere Anordnung ist mit Vorteil benutzt, doch scheint eine befriedigende Lösung für größere Leistungen (etwa über 10 Kilowatt) noch nicht gefunden zu sein.

Wenn auch eine große Zahl von Problemen, von denen hier nur einige und selbst nicht alle wichtigen und dringenden haben berührt werden können, in der drahtlosen Telegraphie der Lösung noch harrt, so kann man im allgemeinen doch feststellen, daß einer intensiven Arbeit Erfolg beschieden ist und daß man noch manchen ungeahnten Fortschritt künftig wird erwarten dürfen.

(Eingesandt 15. November 1914.)

Adresse des Autors: Prof. D. H. Dießelhorst, Braunschweig, Adolfstr. 7.

Zur Theorie der Resonanzstrahlung.

Von **Josef Ritter von Geitler**[1].

R. W. Wood[2]) hat schon vor längerer Zeit entdeckt, daß Quecksilberdampf unter Bestrahlung mit monochromatischem ultravioletten Lichte von der seiner sogenannten Absorptionslinie ($\lambda = 253,6\ \mu\mu$) entsprechenden Wellenlänge zur Aussendung einer Strahlung angeregt wird, die nur Licht von eben dieser Wellenlänge enthält. In letzter Zeit ist nun R. W. Wood und L. Dunoyer[3]) der außerordentlich wichtige Nachweis der Tatsache gelungen, daß bei Erregung von Natriumdampf durch nur eine der beiden D-Linien (D_2) von dem erregten Dampfe auch nur diese eine Linie (D_2) ausgesendet wird, ohne von der Strahlung der anderen (D_1) merklich begleitet zu sein. Dies Versuchsergebnis wird von den Verfassern in folgender Weise dargestellt: „This instrument showed very clearly that the D_2-centre of emission could be set in vibration without disturbing the D_1-centre, in other words we can have Sodium vapour emitting one D line only“[4]). In ihrer Mitteilung der Versuche gelegentlich der Sitzung der Société française de Physique vom 5. Juni 1914[3]) sagen die Verfasser: „Elle (i. e. l'expérience) établit donc l'indépendance dynamique des deux modes vibratoires de l'atome de Sodium, caractérisés par les raies D_1 et D_2.“

Die beiden zitierten Sätze lassen sich wohl nur so verstehen, daß nach Wood und Dunoyer im Natriumdampf (zwei) voneinander völlig unabhängige schwingungsfähige Zentren vorhanden sind. Die Eigenschwingungen der einen Art entsprächen der Schwingungsdauer der D_1-Linie, jene der anderen Art der Schwingungsdauer der D_2-Linie. Eine Wechselwirkung der beiden Arten von Zentren wäre dabei nicht vorhanden, so daß die eine ganz unabhängig von der anderen zur Emission gebracht werden könnte. Noch deutlicher spricht R. W. Wood diesen Gedanken u. a. in seinem Werke Physical optics[5]) aus, wo er

---

1) Diese Mitteilung erscheint auch in den Verhandlungen der Deutschen physikalischen Gesellschaft (**16**, 688, 1914).

2) R. W. Wood, Phil. Mag. (6) **23**, 689, 1912.

3) R. W. Wood and L. Dunoyer, Ebenda (6) **27**, 1018, 1914 und Soc. franç. de Phys., Résumé des Communications faites dans la séance du 5 juin 1914, S. 4.

4) l. c., S. 1023.

5) R. W. Wood, Physical optics, New York, The Macmillan Company, 1911, S. 575 (vgl. auch S. 579).

sagt: „... we take hold of, and shake, so to speak, but one of the many electrons, which make up the molecule.“

Es scheint mir nun, daß die von R. W. Wood und L. Dunoyer entdeckte, für die Theorie der Spektralanalyse so bedeutungsvolle Erscheinung der isochromatischen Resonanz[1]) einer anderen Auffassung zugänglich ist, als jene, die ihr von den Entdeckern zuteil wird; daher sei es gestattet, hierauf in aller Kürze einzugehen.

Schon öfter wurde der Gedanke ausgesprochen, daß die Linienspektren und insbesondere auch die darin auftretenden doppelten und mehrfachen Linien von Schwingungen gekoppelter Systeme hervorgebracht werden[2]). Es soll nun gezeigt werden, daß diese Theorie, die sich von der zitierten Auffassung von Wood und Dunoyer wesentlich unterscheidet, die isochromatische Resonanz richtig wiederzugeben vermag. Von diesem Standpunkte aus können wir einen mit einem Linienspektrum leuchtenden oder leuchtfähigen Dampf oder ein ebensolches Gas als ein Aggregat von gekoppelten Systemen betrachten, die (etwa wegen ihrer zu großen gegenseitigen Entfernung) keine Wechselwirkungen ausüben, deren jedes aber aus ebensovielen gekoppelten Einzelerregern besteht, als das Spektrum Linien aufweist. Denn bekanntlich besitzt ein System, das durch beliebige Koppelung von N Einzelerregern entstanden ist, N Eigenschwingungen, deren Perioden im allgemeinen untereinander und von den N nun nicht auftretenden Eigenperioden seiner Bestandteile verschieden sind[3]).

Für den vorliegenden Zweck genügt die Voraussetzung, daß in Gasen oder Dämpfen schwingungsfähige Einzelerreger zu gekoppelten Systemen vereinigt seien, ohne daß es erforderlich wäre, über die Beschaffenheit dieser Erreger besondere Annahmen zu machen.

Die von Wood und Dunoyer entdeckte isochromatische Reso-

---

1) Unter dieser Bezeichnung verstehe ich die Erscheinung, daß in der mit einer bestimmten Schwingungsdauer bestrahlten Substanz auch nur diese eine Schwingungsdauer erregt wird.

2) Vgl. z. B. v. Geitler, Elektromagnetische Schwingungen und Wellen, Braunschweig, Fr. Vieweg u. Sohn, 1905, S. 134 (auch wegen der weiteren Literatur); A. Garbasso, Vorlesungen über theoretische Spektroskopie, Leipzig, J. A. Barth, 1906; W. Voigt, Magneto- und Elektrooptik, Leipzig, B. G. Teubner, 1908, S. 186 ff.

3) Vgl. z. B. Rayleigh, Die Theorie des Schalles, übersetzt von F. Neesen, Braunschweig, Fr. Vieweg u. Sohn, 1880, Bd. I, S. 114; v. Geitler, l. c.; M. Wien, Wied. Ann. 61, 151, 1897. Unter einem Einzelerreger wird ein schwingungsfähiges System verstanden, das im freien, ungekoppelten Zustande nur einer harmonischen Schwingung fähig ist.

nanzstrahlung stellt die Theorie demnach vor die Frage, wie sich ein derartiges gekoppeltes System bei Bestrahlung mit Licht von einer der (gekoppelten) Eigenfrequenzen des Systems verhalte, d. h. vor die Frage nach den erzwungenen Schwingungen eines solchen Systems im besonderen Falle der Resonanz der erregenden äußeren Kraft mit einer seiner Eigenschwingungen.

Zur Vereinfachung der Rechnungen soll hier die Annahme gemacht werden, daß sowohl das System, als auch die äußere Kraft ungedämpft seien. Diese Annahme wird durch die Versuche über Interferenz bei hohen Gangunterschieden gerechtfertigt.

Es bedeute ξ_ν die Abweichung des νten der N Erreger aus dem Gleichgewichtszustande (im mechanischen Modell also etwa die Elongation, im elektrischen Falle die Stromstärke oder Potentialdifferenz). Die Frequenz der äußeren Kraft sei q, ihre Amplitude, die auf den νten Erreger wirkt, F_ν. Dann lauten die Differenzialgleichungen für das gekoppelte System [bei Beschränkung auf kleine Schwingungen[1])]:

$$\sum_{\sigma=1}^{\sigma=N}\left[a_{\nu\sigma}\frac{d^2\xi_\sigma}{d t^2}+b_{\nu\sigma}\xi_\sigma\right]=F_\nu\cos q t;\ (\text{für } \nu=1,2\ldots N) \qquad (1)$$

Sind alle $F_\nu = 0$, ist also keine äußere Kraft vorhanden, dann ergeben die nunmehr homogenen Gleichungen für die Eigenschwingungen des gekoppelten Systems folgende Lösungen:

$$\left.\begin{array}{l}\xi_\nu=\sum\limits_{\lambda=1}^{\lambda=N}\alpha_{\nu\lambda}\cdot B_\lambda\cdot\cos(n_\lambda t+\varepsilon_\lambda)=\sum\limits_{\lambda=1}^{\lambda=N}\alpha_{\nu\lambda}\cdot p_\lambda;\\ \qquad\qquad\qquad\qquad(\text{für } \nu=1,2\ldots N)\end{array}\right\} \qquad (2)$$

Dies ist der analytische Ausdruck des oben erwähnten Satzes über die Eigenschwingungen eines aus N Einzelerregern bestehenden gekoppelten Systems, und es sei noch besonders darauf aufmerksam gemacht, daß die Schwingungen jedes ξ_ν aus der Superposition aller Eigenschwingungen p_λ bestehen.

Aus den Gleichungen (2) folgt die lineare Transformation:

$$p_\varrho=\sum_{\lambda=1}^{\lambda=N}\beta_{\varrho\lambda}\cdot\xi_\lambda;\ (\text{für } \varrho=1,2\ldots N) \qquad (3)$$

Indem wir nun die p_ϱ, die sich als Normalkoordinaten[2]) erweisen,

1) Vgl. etwa Clemens Schaefer, Einführung in die theoretische Physik, Leipzig, Veit & Co., 1914, Bd. I, S. 238 ff.

2) Vgl. Rayleigh, l. c., S. 115; Clemens Schaefer, l. c., S. 245.

zur Darstellung der Schwingungen des gekoppelten, von einer äußeren Kraft mit der Frequenz q beeinflußten Systems verwenden, ergeben sich die N Gleichungen:

$$\frac{d^2 p_\varrho}{d t^2} + n_\varrho^2 \cdot p_\varrho = C_\varrho \cdot \cos q t; \text{ (für } \varrho = 1, 2 \ldots N) \tag{4}$$

wobei die Beziehung gilt:

$$C_\varrho = \sum_{\nu=1}^{\nu=N} F_\nu \cdot \frac{\partial \xi_\nu}{\partial p_\varrho} = \sum_{\nu=1}^{\nu=N} F_\nu \cdot \alpha_{\nu\varrho} \tag{5}$$

Um die vollständige Lösung der Gleichungen (4) zu finden, muß bekanntlich zu dem allgemeinen Integral der homogenen Gleichungen (d. h. für $C_\varrho = 0$) ein partikuläres Integral der inhomogenen Gleichung addiert werden.

Die allgemeinen Integrale der homogenen Gleichungen sind

$$p'_\varrho = B_\varrho \cdot \cos (n_\varrho t + \varepsilon_\varrho); \text{ (für } \varrho = 1, 2 \ldots N) \tag{6}$$

und partikuläre Integrale der inhomogenen Gleichungen:

$$p^*_\varrho = \frac{C_\varrho}{n_\varrho^2 - q^2} \cdot \cos q t; \text{ (für } \varrho = 1, 2 \ldots N) \tag{7}$$

Mithin haben die vollständigen Lösungen der Gleichung (4) die Gestalt:

$$\left. \begin{aligned} p_\varrho = p_\varrho' + p^*_\varrho = B_\varrho \cdot \cos (n_\varrho t + \varepsilon_\varrho) + \frac{C_\varrho}{n_\varrho^2 - q^2} \cdot \cos q t; \\ \text{(für } \varrho = 1, 2 \ldots N) \end{aligned} \right\} \tag{8}$$

Daher überlagert sich den durch die p_ϱ' gegebenen Eigenschwingungen des gekoppelten Systems eine erzwungene Schwingung von der Frequenz q der äußeren Kraft [J. Herschels Theorem[1])]. In welcher Weise sich diese erzwungene Schwingung auf die einzelnen Bestandteile ξ_ν des gekoppelten Systems verteilt, kann durch Einsetzen der Werte (8) in die Gleichung (2) ermittelt werden. Hieraus ersieht man, daß alle Bestandteile (im allgemeinen) auch die erzwungene Schwingung mitmachen.

Über die Amplitude der erzwungenen Schwingung gibt Gleichung (8) Aufschluß. Man sieht, daß diese Amplitude um so größer ist, je näher die Frequenz q der äußeren Kraft mit einer der Eigenschwingungen des Systems n_ϱ übereinstimmt.

1) Vgl. E. J. Routh, Die Dynamik der Systeme starrer Körper, Leipzig, B. G. Teubner, 1898 (Deutsche Ausgabe von A Schepp), 2, § 334.

Für den Fall der Resonanz ($n_\lambda = q$) wird der Ausdruck $\frac{C_\lambda}{n_\lambda^2 - q^2}$ aber unendlich, und daher ist hier eine besondere Betrachtung erforderlich, weil sonst die Gleichung für p_λ jeden Sinn verliert. Hingegen bleiben die übrigen Gleichungen (8), für welche $\lambda \neq \varrho$ ist, bestehen.

Um das partikuläre Integral für den Fall der Resonanz zu gewinnen, möge ein willkürlich gegebener Anfangszustand angenommen werden[1]); es gelte etwa für $t = 0$:

$$[p_\lambda]_{t=0} = 0, \text{ und } \left[\frac{d\,p_\lambda}{d\,t}\right]_{t=0} = 0 \tag{9}$$

Daraus folgt für $n_\lambda = q$:

$$p_\lambda = C_\lambda \cdot \frac{\cos q\,t - \cos n_\lambda\,t}{n_\lambda^2 - q^2} = \left[C_\lambda \cdot \frac{0}{0}\right]_{n_\lambda = q} \tag{10}$$

Nach Ermittelung des Wertes des unbestimmten Audruckes $\frac{0}{0}$ ergibt sich:

$$p_\lambda = \frac{C_\lambda}{2 n_\lambda} \cdot t \cdot \sin n_\lambda\,t \tag{11}$$

Mithin wird die erzwungene Resonanzschwingung, und zwar im allgemeinen von allen Bestandteilen ξ_ν, mit einer der Zeit proportional anwachsenden Amplitude ausgeführt. Es wird demnach mit der Zeit die Amplitude dieser „isochromatischen Resonanzstrahlung" jene aller übrigen Frequenzen des gekoppelten Systems übertreffen. Dies entspricht aber vollkommen den von Wood am Quecksilberdampf mit der Linie 253,6 $\mu\mu$ und von Wood und Dunoyer am Natriumdampf mit der D_2-Linie entdeckten Erscheinungen.

Durch die vorstehenden Ausführungen ist zwar nicht der Beweis erbracht, daß die Erscheinungen der isochromatischen Resonanz nur durch die Theorie der gekoppelten Systeme gedeutet werden können, vielmehr ist eine Entscheidung zwischen dieser Theorie und der oben wiedergegebenen Auffassung Woods vorläufig nicht möglich; doch schien es mir nicht überflüssig, auf die Leistungsfähigkeit der Theorie gekoppelter Systeme in diesem Falle hinzuweisen.

Vom Standpunkte dieser Theorie aus muß übrigens ein wesentlicher Unterschied zwischen der isochromatischen Resonanzstrahlung und jenen anderen höchst interessanten Emissionsvorgängen bestehen,

1) Vgl. z. B. Cl. Schaefer, l. c., S. 131.

die Wood an verschiedenen Dämpfen bei monochromatischer Bestrahlung mit solchem Lichte gefunden hat, das im gewöhnlichen Linienspektrum des betreffenden Dampfes nicht vorkommt. In der Tat findet er in diesen Fällen[1], daß der bestrahlte Dampf nicht nur Licht von der erregenden Farbe, sondern außerdem ein ganzes Spektrum regelmäßig verteilter Linien aussendet. Dieses Spektrum als Resonanzspektrum zu bezeichnen, wie Wood es tut, dürfte nach dem Gesagten kaum zweckmäßig sein. Es verdient bemerkt zu werden, daß nach den Beobachtungen von Wood in diesen Fällen in der erregten Strahlung des Dampfes stets auch die Farbe des erregenden Lichtes erscheint. Dies ist auch vom Standpunkte der Theorie gekoppelter Systeme nach dem oben erwähnten Herschelschen Satze zu erwarten. Für die Entstehung der nach Woods Versuchen außer dieser (erzwungenen) Schwingung sonst noch auftretenden Linien vermag die hier skizzierte Theorie allerdings vorläufig ebensowenig eine befriedigende Erklärung zu geben, wie die von Wood benutzte Arbeitshypothese der unabhängigen Zentren.

Das Gesagte läßt sich sinngemäß natürlich auch auf die schönen Versuche von J. Franck und G. Hertz „Über die Erregung der Quecksilberresonanzlinie 253,6 $\mu\mu$ durch Elektronenstöße“[2] anwenden. Nach der Koppelungstheorie darf aus diesen Versuchen nicht geschlossen werden, daß das vom stoßenden Elektron abgegebene Energiequantum h_ν „einem einzigen schwingungsfähigen Elektron der Frequenz ν zugeführt wird“[3]. Dagegen entspricht die am Schluß der Arbeit von J. Franck und G. Hertz gegebene Formulierung, daß „dieses Energiequantum an das im Atom befindliche Spektrum der Frequenz ν übertragen“[4] wird, ganz dem Sinne der Koppelungstheorie.

Zusammenfassung.

1. Vom Standpunkte der Theorie gekoppelter Systeme kann von wahrer Resonanzstrahlung nur dann gesprochen werden, wenn bei monochromatischer Bestrahlung ein Dampf (Gas) nur Licht derselben Farbe, wie die erregende Strahlung, aussendet (isochromatische Resonanz).

---

1) Vgl. z. B. R. W. Wood, Physical Optics, S. 575 ff.
2) Verh. d. D. Phys. Ges. 16, 512 ff., 1914.
3) l. c., S. 513.
4) l. c., S. 517.

2. Auch in diesem Falle ist die Möglichkeit zuzulassen, daß nicht wahre Resonanz mit einer Eigenschwingung des Dampfes (Gases) vorliegt, sondern nur eine erzwungene Schwingung im Sinne des Theorems von J. Herschel.

3. Wenn hingegen in einem Dampfe (Gase) unter monochromatischer Bestrahlung ein aus mehreren Linien bestehendes Spektrum erzeugt wird, so kann von einem Resonanzvorgang nicht gesprochen werden.

Czernowitz, Physik. Inst. d. k. k. Universität, 3. Juli 1914.

(Eingesandt 1. August 1914.)

Referate.

E. Waetzmann, Methode zur objektiven Prüfung der Güte der Sprachübertragung in der Telephonie. Selbstreferat nach Phys. Ztschr. **15**, 638—641, 1914.

Einer Aufforderung der Redaktion entsprechend gebe ich im folgenden eine Inhaltsangabe der oben genannten Arbeit.

Will man die Sprachgüte in irgendeinem Sprechkreise prüfen, so ist es in vielen Fällen, namentlich für Versuchszwecke, nicht ausreichend, wenn man sich auf subjektive Sprechversuche beschränkt. Es werden dann vielmehr Sprachkurven photographisch aufgenommen, um durch deren Analyse die Art der Verzerrung festzustellen. Die Erregung geschieht entweder akustisch, indem etwa einem Mikrophon einfache Töne oder Vokale zugeleitet werden, oder aber elektrisch, indem Wechselströme in die zu prüfende Anordnung hineingesandt werden. Arbeitet man, wie es vielfach geschieht, mit einfachen Tönen, oder dem entsprechend mit rein sinusförmigen Wechselströmen, so ist die Deutung der aufgenommenen Kurven zwar sehr einfach, aber ihre Ergebnisse in bezug auf die Beurteilung der Sprachgüte sind äußerst dürftig; auch dann noch, wenn eine größere Anzahl von Tonkurven in verschiedener Höhe aufgenommen werden. Benutzt man kompliziertere Schwingungen, so hat das, ganz abgesehen von den Schwierigkeiten in der Analyse, namentlich bei Vokalkurven den prinzipiellen Nachteil, daß wirklich zuverlässige Standardkurven fehlen. Deshalb habe ich schon früher vorgeschlagen[1]), weder einfache Sinusschwin-

1) E. Waetzmann, Ann. d. Phys. 42, 743, 1913.

gungen, noch die komplizierten Vokalschwingungen, sondern ein Mittelding zwischen den beiden Extremen, nämlich Schwebungen zu benutzen. Diesen ist mit den reinen Sinusschwingungen der nicht zu unterschätzende Vorteil gemeinsam, daß sie äußerst einfach, in ihrer Form genau bekannt und deshalb leicht zu deuten sind; andererseits besitzen sie aber auch den Vorzug der Vokalkurven für die Beurteilung der Sprachverzerrung, nämlich Amplituden von variabler Größe. Die Vorteile der Benutzung von Schwebungskurven werden sich im folgenden von selbst zeigen.

Da in Sprechkreisen fast stets ein Mikrophon enthalten ist, so werden zunächst in bezug auf die Wirkungsweise des Mikrophons einige Punkte besprochen, die bisher wenig bzw. gar nicht beachtet worden sind.

§ 1. Über die Wirkungsweise des Mikrophons.

Bezeichnet man den „Ruhewiderstand" des Mikrophons, das ist sein Widerstand, während die Membran in Ruhe ist, mit R, und mit r das Maximum der Widerstandsänderung, während die Membran schwingt, so ist der Strom, wenn ein Ton von der Frequenz ω auf die Membran auftrifft, und die Spannung E direkt an das Mikrophon angelegt ist:

$$I = \frac{E}{R + r \sin \omega t} \qquad (1)$$

Dabei ist die nicht bewiesene Voraussetzung gemacht, daß die Widerstandsschwankungen sinusförmig erfolgen, wenn ein einfacher Ton auffällt, und daß der mittlere Schwingungswiderstand des Mikrophons gleich seinem Ruhewiderstand ist. Auf diese zweite — in praxi bestimmt nicht erfüllte — Voraussetzung kommen wir nachher zurück. Entwickelt man die rechte Seite von Gleichung (1) in eine Reihe, so ergibt sich:

$$I = I_0 + I_1 \sin \omega t + I_2 \cos 2 \omega t + \cdots$$

worin

$$\left.\begin{aligned} I_0 &= \frac{E}{\sqrt{R^2 - r^2}} \\ I_1 &= \frac{2E}{\sqrt{R^2 - r^2}} \left(\frac{\sqrt{R^2 - r^2} - R}{r}\right) \\ I_2 &= -\frac{2E}{\sqrt{R^2 - r^2}} \left(\frac{\sqrt{R^2 - r^2} - R}{r}\right)^2 \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

usw. ist.

Die Gleichungen (2) zeigen:

a) Der Gleichstrom I_0, während die Membran schwingt, ist größer $\left(= \frac{E}{\sqrt{R^2 - r^2}}\right)$ als der Gleichstrom $i_0 = \frac{E}{R}$, während die Membran in Ruhe ist.

b) Schon beim Auftreffen einer einfachen Tonwelle entstehen im Mikrophonkreise Obertöne, unabhängig von den Eigenschaften der Mikrophonmembran. Diese Obertöne sind relativ zum Grundton um so stärker, je größer r relativ zu R, also je empfindlicher das Mikrophon ist.

Für den Fall, daß im Mikrophonkreise noch Selbstinduktion liegt, ist die Rechnung etwas umständlich und führt zu recht komplizierten Endformeln. Da dieselben nichts prinzipiell Neues ergeben, können Interessenten in bezug hierauf auf die Originalarbeit verwiesen werden.

Bei der experimentellen Prüfung der obigen Rechnung kann es sich nur um eine qualitative Prüfung handeln, da sich ein Mikrophon in Wirklichkeit wesentlich anders verhält, als für die Berechnung angenommen werden muß. Das wirkliche Verhalten eines Mikrophons ist der Berechnung nicht zugänglich.

Es wurden in Mikrophonkreisen, in denen neben der Stromquelle teils nur das Mikrophon, teils noch Ohmscher Widerstand und teils noch Selbstinduktion lag, bei verschiedenen Mikrophontypen gleichzeitig Widerstandsmessungen des Mikrophons und Strommessungen angestellt. Das Mikrophon wurde durch Stimmgabeln oder Pfeifen erregt und die Widerstands- und Stromkurven durch die beiden Schleifen eines Oszillographen aufgezeichnet. Aus der Art der Tonquellen und der Versuchsanordnung, die durch die Empfindlichkeit der Schleifen mit bedingt war, folgt, daß auch in den Widerstandskurven schon Oberschwingungen enthalten sind.

Jedoch zeigten die Stromkurven, in Übereinstimmung mit der obigen Rechnung, relativ stärkere Obertöne als die Widerstandskurven. Ebenso ergaben sich bei empfindlichen Mikrophonen relativ stärkere Obertöne als bei unempfindlichen, und die Stärke der Obertöne nahm ab, wenn Ohmscher Widerstand zugeschaltet (R vergrößert) wurde, beides wieder in Übereinstimmung mit der Berechnung. In der Originalarbeit sind einige Proben dieser Kurven reproduziert.

Die Entstehung der Obertöne im Mikrophonkreise wird die Sprache im allgemeinen nicht verschlechtern, gegebenenfalls sogar verbessern. Wichtiger für die Sprachübertragung durch das Mikrophon als die

Entstehung von Obertönen scheint deshalb die Tatsache, auf die oben schon hingedeutet wurde, daß der mittlere Schwingungswiderstand einen anderen Wert als der Ruhewiderstand besitzt. Das R der obigen Rechnung ist also nicht identisch mit dem Ruhewiderstand des Mikrophons, sondern ist in den allermeisten Fällen bedeutend größer als dieser, worauf ich schon früher ausführlich hingewiesen habe[1]). Hieraus

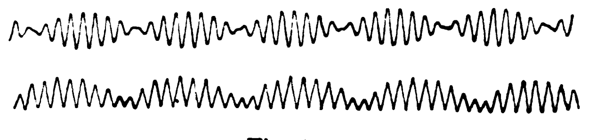


Fig. 1.

folgt aber, daß die Sprachkurven im Mikrophon in dem Sinne einseitig verzerrt werden müssen, daß die Amplitudenmaxima einseitig von der ursprünglichen Nullinie abgedrängt werden. Wie stark dieser Effekt ist, zeigt z. B. Fig. 1. Hierin sind als Primärtöne Stimmgabeln mit den Schwingungszahlen $p = 700$ und $q = 630$ benutzt worden. Die obere Kurve zeigt die Schwingungen einer Telephonmembran, wenn

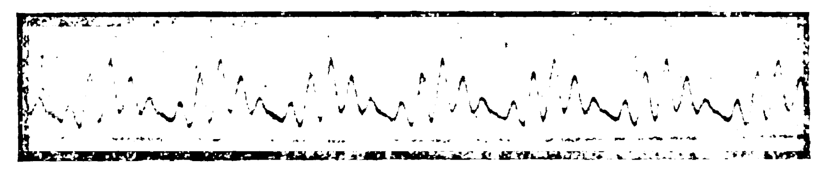


Fig. 2.

dieselbe gleichzeitig durch p und q direkt erregt wird. Werden ihr dagegen diese Primärtöne durch Vermittelung eines Mikrophons zugeleitet, so führt sie Schwingungen von der Form der unteren Kurve aus. Die Analyse der unteren Kurve ergibt, daß in ihr neben den Primärtönen p und q noch ein neuer Ton von der Schwingungszahl $p—q$ enthalten ist. Die Amplituden dieser drei Töne stehen im Verhältnis 3,7 : 2,4 : 2,2. In Fig. 2 ist noch ein weiteres Beispiel für die Bewegung der Telephonmembran angegeben, wenn das Telephon mit einem Mikrophon in Reihe geschaltet ist, und zwei Primärtöne gleichzeitig auf die Mikrophonmembran einwirken. Die Primärtöne sind $p = 600$ und $q = 500$. Die gerade Linie ist die Nullinie der Tele-

1) E. Waetzmann, l. c. S. 734.

phonmembran. Die Schwingungskurve zeigt wieder nicht das typische Bild einer Schwebung, sondern starke einseitige Verzerrung. Die Analyse ergibt dementsprechend neben den Primärtönen p und q einen Ton $p-q$, und zwar verhalten sich die Amplituden dieser drei Töne wie 2,1 : 1,8 : 2,0.

Die besprochene Art der Widerstandsschwankungen des Mikrophons gibt also Veranlassung, daß neben den die Mikrophonmembran erregenden Primärtönen ganz neue Töne entstehen. Dieselben können unter günstigen Bedingungen so stark werden, daß ihre Amplituden die der Primärtöne um ein Vielfaches übertreffen. Ich möchte noch erwähnen, daß das skizzierte eigentümliche Verhalten des Mikrophons bei verschiedenen Typen zwar quantitativ verschieden ist, und daß namentlich die speziellen Versuchsbedingungen, ob das Mikrophon mit schwachem oder starkem Strom beschickt wird usw., von großem Einfluß sind; der allgemeine Sinn der Widerstandsänderung bleibt aber in den allermeisten Fällen erhalten. Es erscheint mir nicht unwahrscheinlich, daß hierbei akustische Anziehungs- bzw. Abstoßungserscheinungen mitwirken.

In der zitierten Annalenarbeit finden sich weitere Reproduktionen entsprechender photographischer Aufnahmen, sowie eine ausführliche Erläuterung derselben. Es ist vielleicht nicht überflüssig, zu erwähnen, daß auch durch eine Transformation der Schwingungen auf einen Sekundärkreis im allgemeinen nichts Wesentliches geändert wird.

§ 2. Die Prüfung der Sprachverzerrung mit Hilfe von Schwebungskurven.

Neben den im vorigen Paragraphen skizzierten einseitigen Verzerrungen der Sprachkurven und dem Auftreten oder Verschwinden von Obertönen ist es namentlich noch ein dritter Verzerrungstyp, der unter gegebenen Bedingungen in Sprechkreisen eine große Rolle spielt. Es ist dies die Tatsache, daß verschieden große Amplituden nicht immer in ihrem ursprünglichen Stärkeverhältnis übertragen werden, auch dann nicht, wenn sie der gleichen Tonhöhe angehören, sondern daß kleinere Amplituden relativ bevorzugt werden können.

Es soll im folgenden an einigen Beispielen gezeigt werden, in wie einfacher Weise die besprochenen Verzerrungsmöglichkeiten aus Schwebungskurven zu erschließen sind. Durch die Anwendung von Schwebungskurven mit scharf ausgeprägten Maximis und Minimis übertreibt man künstlich die Fehler, indem die Schwebungskurven viel aus-



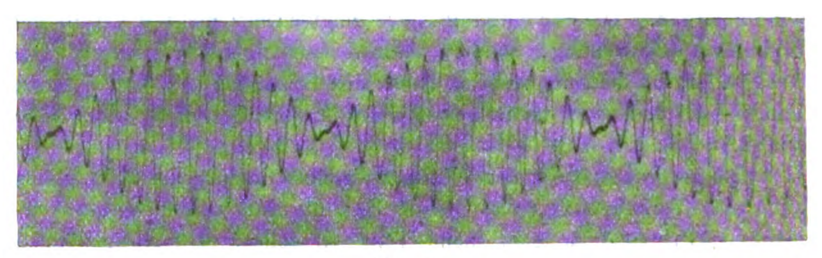


Fig. 3.

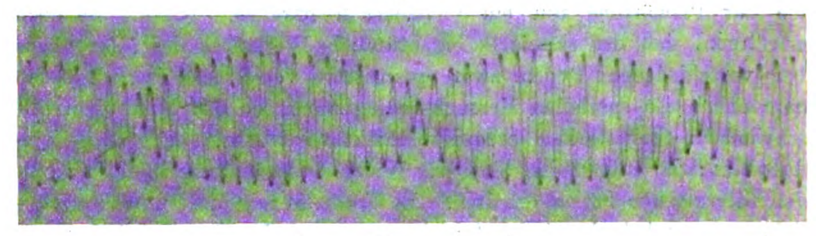


Fig. 4.

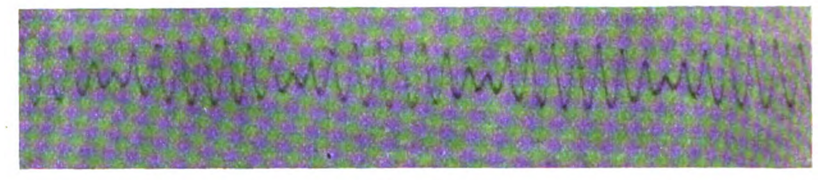


Fig. 5.

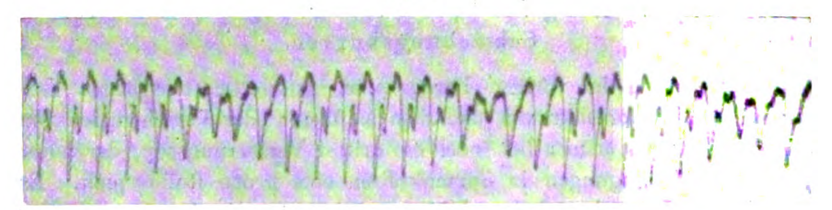


Fig. 6.

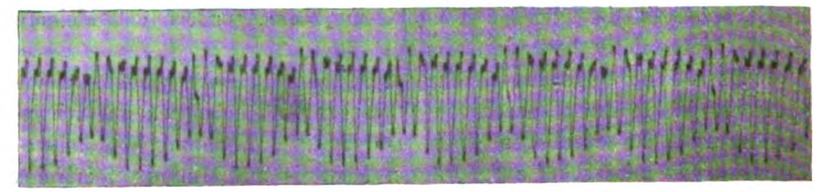


Fig. 7.

geprägtere Amplitudenunterschiede als die durchschnittlichen Vokal- und Konsonantenkurven besitzen. Das ist natürlich für das Auffinden von Fehlern sehr günstig. Andererseits darf man aber erwarten, daß Sprechkreise, die Schwebungskurven schon sehr merklich verzerren, immer noch eine leidliche Verständigung geben.

Die folgenden Kurven sind in der Weise aufgenommen, daß aus zwei Frankeschen Maschinen gleichzeitig zwei sinusförmige Wechselströme von solcher Frequenz und solchem Amplitudenverhältnis in die Leitung hineingeschickt wurden, daß sie Schwebungskurven vom Typ der Fig. 3 ergaben. Je nach der speziellen Anordnung der Sprechkreise, wobei immer stärker verzerrende Kreise gewählt wurden, erhält man am Ende der Leitung Kurven vom Typ der Fig. 4, 5, 6, 7.

Fig. 4 zeigt die relative Bevorzugung der kleineren Amplituden, ohne daß Einseitigkeiten oder Obertöne auftreten, während in Fig. 5 gerade eine Andeutung von Obertönen und die Einseitigkeit zu erkennen sind. In Fig. 6 sind die Obertöne sehr stark, und ebenso sind die Einseitigkeit und die ungleichmäßige Berücksichtigung verschieden großer Amplituden deutlich ausgeprägt. In Fig. 7 treten die beiden letztgenannten Verzerrungstypen besonders kraß hervor.

Zusammenfassung: Es wird auf einige bisher nicht beachtete Eigenschaften des Mikrophons hingewiesen, welche die Güte der Sprachübertragung durch dasselbe beeinflussen. Es wird ferner eine objektive Methode vorgeschlagen, durch welche sich ganz allgemein die Art der Verzerrung in irgendwelchen Sprechkreisen in sehr einfacher Weise feststellen läßt.

Die vorstehenden Untersuchungen sind mit Unterstützung der Siemens & Halske A.-G. ausgeführt, der ich auch an dieser Stelle meinen herzlichen Dank aussprechen möchte.

Breslau, Physikal. Institut, 13. Juli 1914.

(Eingesandt 15. Juli 1914.)

Adresse des Autors: Breslau, Hansastr. 11.

Mitteilungen aus der Praxis.

Neue Untersuchungen über die Lenkbarkeit der elektrischen Wellen.

Von **Alessandro Artom.**

Gleich in der Anfangszeit der drahtlosen Telegraphie habe ich mich an die Lösung einiger Fragen gemacht, deren Lösung eine bessere Gewähr für das beständige und unabhängige Arbeiten der Stationen für drahtlose Telegraphie geben würde. Hauptsächlich habe ich mich mit der Art und Weise beschäftigt, in der man die elektrischen Wellen richten kann. Das ist nämlich nach meinem Dafürhalten eine der wichtigsten Eigenschaften, durch die man erreichen kann, daß der drahtlose telegraphische Nachrichtenaustausch zwischen verschiedenen Stationen sich ohne gegenseitige Störung abwickeln kann.

Ich habe verschiedene Verfahren in Vorschlag gebracht, um die Lenkbarkeit der elektrischen Wellen zu erreichen. Ich habe diese Verfahren, wie ich in meinen früheren Mitteilungen [1]) dargelegt habe, unter Mitwirkung der Italienischen Marine versucht, und zwar mit Ergebnissen, die den theoretischen Voraussagen vollkommen entsprochen haben.

In meiner Mitteilung vom 17. Juni 1906 habe ich die hervorragende Bedeutung betont, welche die Gestalt der Luftleitergebilde, ihre Stellung zueinander und ihre Lage gegenüber dem Erdboden für die Lenkbarkeit der elektrischen Wellen besitzen.

Der Zweck der vorliegenden Mitteilung besteht darin, einige einfache, aber sehr bemerkenswerte Formen von Luftleitergebilden für gerichtete Radiotelegraphie zu beschreiben, die ich ersonnen und zwischen Stationen versucht habe, welche bis zu mehreren Hundert Kilometern auseinander lagen.

Die von mir ersonnenen radiotelegraphischen Luftleiter bestehen ihrer Gestalt nach im allgemeinen aus zwei oder mehreren geneigten Leitern, die symmetrisch zu einer Vertikalebene angeordnet sind, oder auch aus Schwingungskreisen von geeigneter Gestalt.

1. Eine einfache Gestalt eines Luftleiters für gerichtete drahtlose Telegraphie ist die in Fig. 1 wiedergegebene. Sie besteht in einem

1) A. Artom, Rendic. Lincei, 15. März 1903, 5. Febr. 1905, 17. Juni 1906.

oben offenen gleichschenkligen Dreieck und ist von mir bereits im Jahre 1902 ersonnen worden.

Wenn die beiden Zweige des Luftleiters mit Strömen von entgegengesetzter Phase gespeist werden, hat das Diagramm der Lenkbarkeit die in Fig. 2 angegebene Gestalt.

Wir haben hier einen Sonderfall des allgemeinen Verfahrens, das ich in meinen früheren Mitteilungen angegeben habe, und das sich auf die Verwendung zweier in Phase gegeneinander verschobener elektrischer Schwingungen stützt. Die Theorie dieses Verfahrens ist später

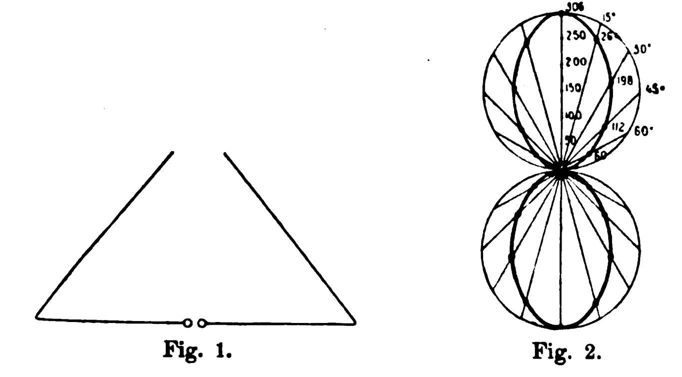


Fig. 1. Fig. 2.

von Eccles, von Garbasso[1]) und von anderen Forschern bestätigt worden.

Die Kurven für die Richtbarkeit wurden später auch durch Messungen der Strahlungsintensität in den verschiedenen Richtungen mittels des Duddellschen Thermogalvanometers gemessen. Diese Kurven haben, wie Fig. 2 zeigt, die Gestalt zweier einander berührender Ellipsen; die große Achse dieser Ellipsen liegt in der Ebene des dreieckigen Luftleiters, und die Grundlinie dieses Dreieckes fällt mit der gemeinsamen Achse der beiden Ellipsen zusammen.

Mit anderen Worten: Die ganze Strahlung erstreckt sich nach der Richtung der Ebene des radiotelegraphischen Luftleiters, und zwar sowohl nach rechts als auch nach links. Nach der zur Ebene des Luftleiters senkrechten Richtung ist die Strahlung praktisch Null.

Nehmen wir also ein praktisches Beispiel, so können wir in der Richtung der Ebene des Luftleiters und in den zu dieser nahe benachbarten Richtungen drahtlose Telegramme auf eine Entfernung von

1) A. Garbasso, Rendic. Lincei, 5. Juni 1910.

400 km und darüber mit geringerem Energieaufwand senden, als bei den gewöhnlichen drahtlosen Stationen erforderlich ist. In der zur Ebene des Luftleiters senkrechten Richtung hingegen und in den innerhalb eines ziemlich breiten Abschnittes gelegenen Richtungen ist die Strahlung bereits in einer Entfernung von einem Kilometer praktisch Null.

Als Empfangsluftleiter benutzt (siehe Fig. 3) besitzt dieser dreieckige Luftleiter für den Empfang drahtloser Telegramme die gleichen Eigenschaften.

Ein solcher Luftleiter nimmt die drahtlosen Telegramme aus jenen radiotelegraphischen Stationen, die in der Richtung der Ebene des Luftleiters und in den zu dieser nächst benachbarten Richtungen liegen, sehr gut auf. Das kommt daher, weil die aus diesen Richtungen kommenden elektrischen Wellen die Luftleiter in aufeinanderfolgenden Augenblicken treffen und phasenverschiedene Ströme erzeugen; diese werden dann unmittelbar oder durch Induktion dem Detektor für elektrische Wellen zugeführt, der ein Kristalldetektor oder irgendein anderer Detektor sein kann.

Die elektrischen Schwingungen, die von solchen radiotelegraphischen Stationen kommen, die ganz nahe an der zur Ebene des Luftleiters senkrechten Symmetrieebene liegen, treffen die beiden Zweige des Luftleiters in merklich demselben Augenblick und rufen im Empfangsapparate Differentialwirkungen hervor, d. h. einander entgegengesetzt gerichtete und im vorliegenden Falle merklich gleiche Ströme von derselben Phase. Das bedeutet, daß die in den eben genannten Richtungen gelegenen drahtlosen Stationen auf den Empfangsapparat nicht einwirken.

Das ist praktisch von großer Bedeutung, weil man dank dieser Eigenschaft den ratiotelegraphischen Nachrichtendienst von den Störungen seitens jener Stationen, mit denen man nicht zu verkehren wünscht, unabhängig machen kann.

2. Eine sehr bemerkenswerte Eigenschaft dieser Form des lenkbaren radiotelegraphischen Luftleiters ist die, welche ich im Januar 1907 beschrieben und bald darauf mit vollem Erfolg auf den Stationen der Königlich Italienischen Marine an den Küsten des Adriatischen Meeres benutzt habe.

Denken wir uns das eine der beiden rechtwinkligen Dreiecke, in die wir das gleichschenklige Dreieck durch einen Schnitt längs der Dreieckshöhe zerlegen können, um die senkrechte Symmetrieachse gedreht.

Dann entsteht ein Luftleitergebilde (siehe Fig. 4), das aus der Hypotenuse und aus je einer Kathete zweier rechtwinkliger Dreiecke besteht, deren Ebenen zwischen sich einen Winkel einschließen. Durch Verändern des Wertes dieses Winkels können wir Diagramme für die Verteilung der ausgestrahlten Energie erhalten, welche den schwierigsten Anforderungen der Praxis zu genügen vermögen.

Wenn wir beispielsweise den Wert des Winkels zwischen den beiden Zweigen des Luftleiters verkleinern, wird die Kurve für die Richtbarkeit viel schmäler und länger.

Man kann, mit anderen Worten, wie die Versuche ergeben haben, bewirken, daß die drahtlosen Telegramme ausschließlich nach be-

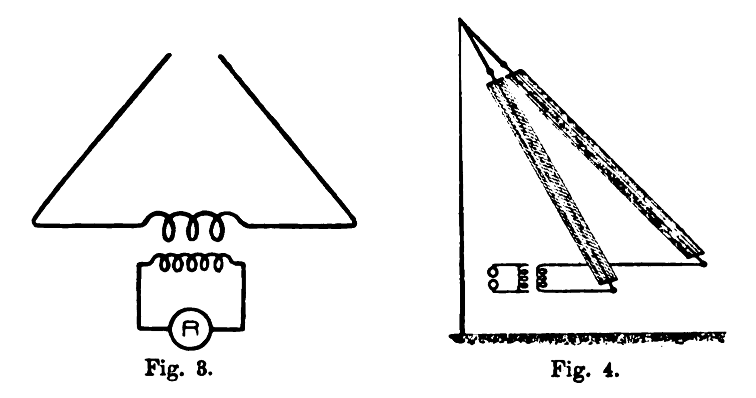


Fig. 3. Fig. 4.

stimmten Richtungen gehen und kann dabei vollkommen vermeiden, daß sie von Apparaten aufgefangen werden können, die außerhalb dieser zuvor festgelegten Gebiete liegen.

Es ist an dieser Stelle wichtig, an einen Umstand zu erinnern, auf den ich bereits im Jahre 1904 hingewiesen habe, nämlich darauf, daß man die richtenden Eigenschaften dieser Luftleiter dadurch noch vollkommener gestalten kann, daß man unter Berücksichtigung der Phasen der oszillatorischen Ströme mehrere Paare derartiger Luftleiter zusammen wirken läßt. Man kann diese dann entweder in derselben Ebene oder in zueinander parallelen Ebenen anordnen, so daß sich ihre Wirkungen in der gewünschten Richtung summieren.

3. Ich habe noch ein weiteres richtfähiges radiotelegraphisches Luftleitergebilde mit guten Ergebnissen versucht in der Absicht, das ununterbrochene und unabhängige Arbeiten der radiotelegraphischen Apparate und ihren Schutz gegen die störenden Wirkungen der atmo-

sphärischen Elektrizität und gegen die Störungen seitens jener elektrischen Schwingungen zu gewährleisten, die von den Stationen ausgesandt werden, mit denen man nicht verkehren will.

Ein solches Luftleitergebilde für die drahtlose Telegraphie ist in Fig. 6 dargestellt. In diesem Luftleiter sind die oberen Enden des in Fig. 1 abgebildeten Dreiecks umgebogen und mittels zweier Leitungen geerdet.

Der Empfangsapparat wird durch Vermittelung eines induzierten Schwingungskreises mit dem mittleren Teile des horizontalen Leiters verbunden.

Wie der in Fig. 3 dargestellte Luftleiter macht auch dieser den Empfangsapparat für solche Signale empfindlich, die von jenen Stationen

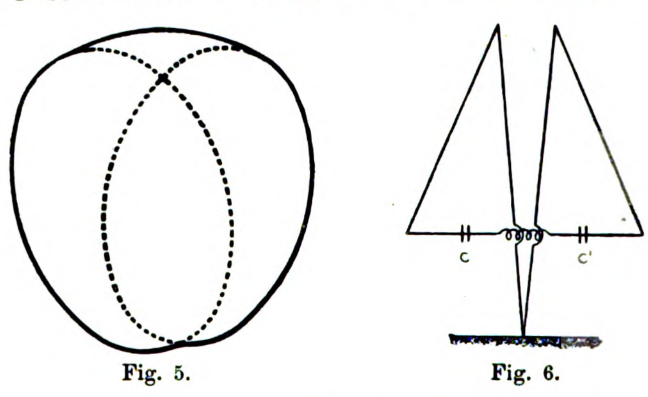


Fig. 5. Fig. 6.

kommen, welche sehr nahezu in der Ebene des Luftleiters liegen, und schließt die Signale, die von den außerhalb der Ebene des Luftleiters gelegenen Stationen ausgehen, vom Empfange aus.

In diesem Falle ist die Antenne nicht teilweise geschlossen, sondern bildet einen durchweg metallischen Schwingungskreis, der nur durch Kondensatoren unterbrochen wird. Ihre Wirkung als Empfangsluftleiter beruht auf den elektromotorischen Kräften, die durch die Änderung des durch die geschlossene Fläche des Luftleiters hindurchgehenden Magnetflusses entstehen.

In dieser Gestalt eignet sich der Luftleiter, wie mehrjährige Erfahrung bewiesen hat, gut dazu, die störenden Einflüsse der atmosphärischen Elektrizität auf den Empfänger merklich zu verringern. Er ist auch überaus geeignet zur Erzielung von Abstimmungswirkungen bei elektrischen Wellen von großer Wellenlänge, ohne daß man dabei die Fläche des Luftleiters allzu sehr vergrößern müßte.

An den Stationen für gerichtete drahtlose Telegraphie, wo man drahtlose Telegramme nach verschiedenen Richtungen des Azimutes aussenden und empfangen will, ordnet man mehrere lenkare Luftleiter an einem einzigen Maste oder Träger an, der sie alle trägt.

Als Ganzes betrachtet nehmen die richtbaren radiotelegraphischen Stationen, die nach meinen Angaben gebaut sind, äußerlich das Aussehen eines großen Kegels an, dessen Scheitel oben liegt und dessen Erzeugende von den schräg verlaufenden Drähten der einzelnen, für den Betrieb nach den verschiedenen Richtungen dienenden Luftleiter gebildet werden.

Man kann die richtenden und auswählenden Eigenschaften der in dieser Weise angeordneten richtbaren Luftleiter dadurch ausnutzen, daß man diese Luftleiter unabhängig voneinander verwendet. Die Enden der einzelnen Luftleiter laufen dann in passende Umschalter aus, durch die sie, je nach Bedarf, mit den Erregerkreisen oder mit den Detektorkreisen verbunden werden.

Man kann auch auf den richtbaren Stationen der oben beschriebenen Art die einzelnen Luftleiter so untereinander verbinden, daß man die Zusammenwirkung oder auch die Interferenzwirkung der ausgestrahlten oder aufgefangenen Wellen nutzbar macht.

Bei beiden Arten, die richtenden und auswählenden Eigenschaften dieser Luftleiter auszunutzen, kann man genau bestimmen, in welcher Richtung die drahtlose Station liegt, welche die Telegramme sendet.

Diese Arbeit wurde an der Königlich Technischen Hochschule zu Turin ausgeführt.

(Nach Rendiconti della Reale Accademia dei Lincei (5) **24**, 42—47, 1915, aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingesandt 15. April 1915.)

Adresse des Autors: 18 Corso Siccardi, Turin (Italien).

Detektoren.

Die Wirkungsweise des Kontaktdetektors.

Von **H. Hausrath.**

Auf die nachstehenden Ausführungen von R. Rinkel möchte ich nur soweit eingehen, als sie zu meinen vorausgehenden Ausführungen Stellung nehmen. In letzteren habe ich den Standpunkt vertreten, daß aus den Messungen Rinkels nicht, wie Rinkel es tat, auf die Entwickelung einer thermoelektrischen Kraft als einziger Ursache der Gleichstromerzeugung geschlossen werden darf, sondern daß ein Überwiegen der thermoelektrischen Effekte oder einer auf anderer physikalischer Ursache beruhenden „Abweichung vom Ohmschen Gesetz" nur auf andere Weise mehr oder weniger wahrscheinlich gemacht werden kann. Am Schluß seiner nachstehenden Ausführungen hat Rinkel nun, meinem Vorschlag folgend, die Abhängigkeit der Gleichstromkomponente von dem ihn erzeugenden Wechselstrom aus seinen Versuchen berechnet. Daß sie sich näher der quadratischen als der linearen ergibt, spricht für beträchtlichen Anteil thermoelektrischer Wirkung beim Perikondetektor und kann, wenn auch die übrigen Daten, auf die eine thermoelektrische Theorie sich stützen muß, in der Größenordnung stimmen, als Kriterium für diese Theorie benutzt werden. Hiermit ist aber nichts für die Beantwortung der von mir verneinten Frage gewonnen, ob die Kriterien, die Rinkel in seiner Abhandlung heranzog, prinzipiell eine Entscheidung für die eine oder andere Theorie geben können.

Von den beiden Kriterien, die Rinkel als beweisend für seine Annahme ausschließlich thermoelektrischer Wirkung zugrunde legte, hält er noch das zweite aufrecht, nämlich die große Übereinstimmung der von ihm als zueinander gehörig betrachteten Werte von E aus seinen Gleichstrommessungen und von $E_D + J_2 d$ (S. 98) aus seinen Wechselstrommessungen. Hierauf bin ich also nochmals näher einzugehen genötigt. Ich will mich dabei, dem Beispiel Rinkels folgend, zunächst nur auf die Messungen bei niederen Stromstärken beziehen, bei denen die Korrektionen Rinkels am Strom J_a nach seiner Angabe keinen Einfluß haben. In diesen Bereich ($J_w < 60 \cdot 10^{-6} A$) fiel übrigens auch der von mir nachgerechnete Versuch.

Zunächst ist zu bemerken, daß die aus den Gleichstrommessungen

nach den Gleichungen (1) und (2) von Rinkel berechneten Werte von E, *die* den Strömen J_1 zugehören, unabhängig von dem Widerstand des Schließungskreises des Detektors sind, und daß die Annahme einer bestimmten physikalischen Bedeutung dieser Größe hieran nichts ändern kann. Meine Gleichung (a) gibt also die Größe E, die der Wechselspannung vom Mittelwert $M(e_w) = J_1 d$ zugehört, unter den von mir genannten Voraussetzungen gleichzeitig für alle Wechselstrommessungen Rinkels, die mit einem bestimmten E_w und verschiedenen äußeren Schließungswiderständen a, b, c, d (Tabelle 4) ausgeführt sind. Die auf diese Weise für Wechselstrom aus den Gleichstromdaten berechneten E stimmen, auch wenn man von der Korrektion, die Rinkel teilweise an J_w anbringt, absieht, nicht mit den von Rinkel berechneten überein.

Der Unterschied in den beiden Berechnungsarten besteht prinzipiell darin, daß ich lediglich die den Gleichstromdaten äquivalenten Wechselstromdaten gegenüberstelle, also eine rein formale Umrechnung vornehme, die ganz unabhängig davon ist, ob man sich bei der physikalischen Interpretation der Messungsergebnisse mehr auf die Seite der „Gleichrichtertheorie" oder der thermoelektrischen Theorie stellen will. Rinkel dagegen macht von vornherein die Annahme, daß der Detektorwiderstand konstant sei und die Unipolarität von einer nach seiner Gleichung (2) aus den Gleichstrommessungen zu berechnenden EMK. herrühre. Diese berechnet er demgemäß für Wechselstrom als $E = E_D + J_2 d$.

Nun hält Rinkel seine Theorie der Erzeugung einer (thermoelektrischen) EMK. dadurch für bewiesen, daß das von ihm aus den Wechselstrommessungen berechnete E mit dem von ihm als zugehörig betrachteten E aus den Gleichstrommessungen nahe übereinstimmt, und daß eine Rechnung, die er neuerdings „nach der Gleichrichtertheorie" ausführt, für die Gleichstromkomponenten nur einen Bruchteil der von ihm gemessenen ergibt. Wie weiter unten gezeigt wird, beträgt aber die Abweichung bei der von mir angegebenen annähernden Berechnung auf Grundlage der charakteristischen Kurven tatsächlich höchstens 30 %.

Aber selbst wenn sich noch größere Abweichungen ergeben würden und auch wenn die Bedenken gegen die von Rinkel aufgestellten Ansätze und Rechnungen nicht beständen, wäre doch eine bessere Übereinstimmung der von Rinkel miteinander verglichenen Größen ohne jede Beweiskraft für die eine oder andere Theorie. Denn die Rechnung mit den charakteristischen Kurven ist bekanntlich ganz unabhängig von der physikalischen Ursache der Form dieser Kurven, sie müßte also bei richtiger Übertragung von Gleichstrom auf Wechsel-

strom Übereinstimmung geben, auch wenn im vorliegenden Falle rein thermoelektrische Wirkung vorliegen würde. Ist die Übereinstimmung auch bei ganz einwandfreier punktweiser Übertragung nicht vorhanden, so beweist dies nur, daß die dynamische Charakteristik von der statischen abweicht. Dann ist aber auch die Voraussetzung hinfällig, die Rinkel benützt und nach Berücksichtigung der dynamischen Charakteristik wird die jetzige, auf die statischen Werte bezogene Übereinstimmung der beiden Rinkelschen E-Kurven aufgehoben. Dies muß hervorgehoben werden, weil Rinkel auf die von ihm gefundene Übereinstimmung wiederholt Wert legt.

Gegen die von mir ausgeführte Übertragung der Gleichstromgrößen in entsprechende Wechselstromgrößen macht nun Rinkel zunächst den schon von mir selbst genannten Umstand geltend, daß die bei meiner Berechnung angenommene Proportionalität zwischen Strom und Spannung tatsächlich nicht vorhanden ist. Betrachtet man jedoch das von mir herausgegriffene Beispiel, so zeigt sich, daß der aus Strom und Spannung für die verschiedenen Momentanwerte der Wechselspannung sich ergebende Widerstand unterhalb des Mittelwertes, dem ich dem zugehörigen stationären Wert gleichsetze, größer, oberhalb desselben kleiner ist, als für diesen Mittelwert selbst. Der Fehler hebt sich also jedenfalls teilweise auf.

Ferner vergleicht Rinkel die von ihm „nach der Gleichrichtertheorie" abgeleitete Größe J_2' mit dem Strom J_2, der in seiner Wechselstromanordnung für den Schließungswiderstand 3400 Ohm auftritt. Dafür, daß der letztere ein Vielfaches der ersteren Größe ist, kann ich mich aber nicht für verantwortlich halten, da, wie schon gesagt, die von mir angegebenen Beziehungen, die übrigens rein formaler Art und nicht auf bestimmte physikalische Anschauungen begründet sind, zu einem ganz anderen Resultat führen.

Um dies zu belegen, sollen im folgenden auf der in meiner ersten Notiz gegebenen Grundlage die allgemeinen, d. h. für beliebigen Schließungswiderstand geltenden Formeln abgeleitet werden, aus denen die Gleichstromkomponente der Klemmenspannung E_D am Detektor und der vom Galvanometer in der Wechselstromversuchsanordnung Rinkels gemessene Gleichstrom J_2 zu berechnen ist. Ich begnüge mich dabei wieder mit der Näherung, die dadurch entsteht, daß der Detektor für jede Halbwelle der angelegten Spannung E_w durch den Widerstand ersetzt wird, der sich für den Mittelwert der Wechselspannung aus der statischen Charakteristik ergibt. In der Richtung kleinerer Durchlässigkeit oder — nach der physikalischen Auffassung

Rinkels — in der Richtung, bei der der Detektor eine Gegen-EMK entwickelt, sei dieser zur Vermeidung von Mißverständnissen als scheinbarer zu bezeichnende Widerstand mit R bezeichnet, für die entgegengesetzte Halbwelle mit R'.

Ist also P die Klemmenspannung des Detektors bei den Gleichstrommessungen und J_R bzw. J_K der Strom in der einen und anderen Richtung, so setzen wir

$$R = \frac{P}{J_R}, \qquad R' = \frac{P}{J_K} \tag{I}$$

Die J_R und J_K stimmen innerhalb der Näherungsgrenzen, die bei meinen Rechnungen zugelassen werden mußten, um das Problem durch geschlossene Formeln behandeln zu können, mit den in der ersten Notiz eingeführten Größen J_{1R_z} und J_{1K} überein.

Führt man hier einen zu P zugehörigen konstanten Detektorwiderstand d ein, so ist zu setzen:

$$P - E = J_R d, \quad P + E = J_K d$$

woraus sich ergibt:

$$\frac{J_K - J_R}{2} = \frac{E}{d}, \quad \frac{J_K + J_R}{2} = \frac{P}{d}, \text{ also auch } d = \frac{2RR'}{R + R'}$$

E und d ist dabei innerhalb der genannten Annäherung mit den Rinkelschen identisch.

Ob man nun eine reine Widerstandsänderung annimmt ($E = 0$) oder ausschließliche Wirkung einer EMK E ist prinzipiell gleichgültig und kann innerhalb des experimentellen Gültigkeitsbereiches der Formeln keinen Einfluß haben. Ebenso kann man auch teilweise Widerstandsänderung und teilweise EMK annehmen.

Es ist nun gegenüber den Ausführungen Rinkels, nach denen die experimentellen Resultate nur durch Annahme einer EMK bestätigt werden können, zu zeigen, daß dies ebensogut unter der Annahme einer Widerstandsänderung geschehen kann. Der Einfluß einer solchen wird wohl am einfachsten durch einen von Helmholtz gefundenen Superpositionssatz („Prinzip der elektromotorischen Oberfläche")[1]) berechnet, der sich wie folgt aussprechen läßt: „Wird an

1) Man sieht daraus, daß Helmholtz schon im Jahre 1853 die gegenseitige Ersetzbarkeit von elektromotorischen Kräften und von Widerstandsänderungen in der Wirkung eines elektrischen Systems nach außen hin in voller Klarheit erkannt hat.

zwei Punkte eines elektrischen Systems mit beliebigen Verzweigungen und EMK, zwischen denen die Spannung P besteht, der Widerstand K_n eingeschaltet, so kann man die dadurch entstehende Änderung der Ströme und Spannungen berechnen, indem man die EMK des Systems als nicht vorhanden und in R_n eine EMK von der Größe und Richtung von P wirkend denkt."

Dieser Satz ist auf die vorliegende Aufgabe sofort anzuwenden, wenn man den scheinbaren Widerstand R' durch eine Parallelschaltung zweier Widerstände R und R_n ersetzt, wobei $R_n = \frac{R R'}{R - R'}$.

Ist wieder $P = M(e_w)$ der Mittelwert der Detektorspannung bei der einen Halbwelle, während deren R_n nicht parallel zu denken ist, so ergibt sich der Mittelwert der sich superponierenden Spannung für die andere Halbwelle nach dem Helmholtzschen Satz:

$$\varDelta P = P \frac{\varrho}{\varrho + R_n}$$

wobei ϱ der Widerstand der Schaltung zwischen den beiden Punkten, an die R_n angeschaltet zu denken ist. Da die Superposition ferner nur während einer Halbwelle eintritt, ist die Gleichstromkomponente der Detektorspannung $E_D = \frac{\varDelta P}{2}$. Ist ferner R_0 der Widerstand des vom Detektor abgezweigten Zweiges, der das Gleichstrommeßinstrument enthält (bei Rinkel: a, b, c, d), so berechnet sich der mit diesem Instrument zu messende Gleichstrom zu: $J_2 = \frac{\varDelta P}{2 R_0}$.

Nach diesen Beziehungen sind die in nachstehender Tabelle II zusammengestellten Werte für J_2 ausgerechnet. Dabei ist außer dem früher herausgegriffenem Versuch 41 auch Versuch 39 berücksichtigt, weil hier nach der Form der Charakteristik zu erwarten ist, daß die Fehler, die durch Abweichung der zu den Momentanwerten der Wechselspannung gehörigen Werte von R' gegen den dem Mittelwert zugehörigen entstehen, sich besser als bei Versuch 41 kompensieren. Die beobachteten Daten sind der Tabelle 4 in der Abhandlung von Rinkel entnommen. Das Verhältnis der berechneten zu den beobachteten Werten von J_2 (ebenso von E_D) beträgt bei Versuch 39: 0,84 bis 0,89, bei Versuch 41: 0,68—0,73. Es ergibt sich also tatsächlich bei Versuch 39 eine bessere Übereinstimmung.

In der Tabelle I sind die zur Berechnung von J_2 und E_D benützten Gleichstromdaten vorangestellt, die der mittleren Detektorspannung bei Versuch 39 und 40 zugehören. Ferner ist hier nach den schon in meiner ersten Notiz gegebenen und eben nochmals aufgestellten Formeln d und E aus den Gleichstrommessungen ausgerechnet.

Tabelle I.

Versuch	$P \cdot 10^3$	$J_R \cdot 10^3$	$J_K \cdot 10^3$	R	R'	d	$E \cdot 10^3$
Nr. 39	90	25,0	36,0	3600	2500	2950	16,3
Nr. 41	135	37,5	59,0	3610	2290	2790	30,2

Tabelle II.

Versuch	R_0	$J_2 \cdot 10^6$ ber.	$J_2 \cdot 10^6$ beob.	$E_D \cdot 10^3$	$J_2 d \cdot 10^3$	$E_{(R)} \cdot 10^3 = (E_D + J_2 d) \cdot 10^3$ ber.	$E_{(R)} \cdot 10^3$ beob.	$E_{(H)} \cdot 10^3$
Nr. 39 a	3400	2,33	2,77	7,83	6,88	14,71	18,2	19,3
b	2750	2,64	3,13	7,18	7,79	14,97	18,5	19,4
c	1000	3,93	4,66	3,93	11,6	15,5	19,6	19,3
d	300	4,92	5,54	1,47	14,5	16,0	19,4	18,3
Nr. 41 a	3400	4,34	6,2	14,8	12,1	26,9	39,9	43,2
b	2750	4,89	7,0	13,3	13,7	26,9	39,7	43,2
c	1000	7,51	10,3	7,51	20,9	28,5	40,3	41,5
d	300	9,54	14,0	2,86	26,6	29,5	45,0	44,4

In der Tabelle II ist ferner der von Rinkel als EMK E für die Wechselstrommessungen definierte Ausdruck $E_D + J_2 d$ aus den Gleichstromdaten berechnet und diesen als „$E_{(R)}$ ber." bezeichneten Werten die als „$E_{(R)}$ beob." bezeichneten Werte aus der Tabelle 4 von Rinkel gegenüber gestellt. Die ersten Beträge sind selbstverständlich wieder kleiner als die letzteren entsprechend dem Verhältnis der berechneten und beobachteten Werte für J_2.

Schließlich sei noch abgeleitet, welche Bedeutung dem in meiner ersten Notiz aus den Gleichstrommessungen abgeleiteten Ausdruck[1])

1) Leider habe ich den entsprechenden Ausdruck $\frac{J_{1K} - J_{1R_1}}{2}$ dort schon mit J_2 bezeichnet, wodurch Verwechslung mit der von Rinkel und ebenso oben von mir so bezeichneten Größe entstehen könnte, wenn man nicht beachtet, daß er dort nur für die Gleichstromdaten benutzbar ist. Zur Gegenüberstellung der Gleichstrom- und Wechselstromdaten hätte ich deshalb, streng genommen, die auf $R_0 = 0$ reduzierten Daten benützen müssen.

$\frac{J_K - J_R}{2} = \frac{E}{d}$ in der Rinkelschen Wechselstromschaltung zukommt.

Aus Gleichung (I) ergibt sich:

$$\frac{E}{d} = \frac{J_K - J_R}{2} = \frac{J_R}{2} \frac{R - R'}{R'} = \frac{J_R}{2} \frac{R}{R_n} \tag{II}$$

Andererseits ist nach obigem die Gleichstromkomponente $J_2 = \frac{\Delta P}{2R}$ und $\Delta P = J_R R \frac{\varrho}{R_n + \varrho}$, also

$$J_2 = \frac{J_R}{2} \frac{R^2}{R R_0 + R R_n + R_0 R_n} = \frac{J_R}{2} \frac{R}{R_n} \frac{R'}{R' + R_0} \tag{III}$$

Durch Vergleich ergibt sich, daß aus $\frac{1}{2}(J_K - J_R)$ der Grenzwert der Gleichstromkomponente für verschwindend kleinen Schließungswiderstand R_0 zu berechnen ist.

Aus (II) und (III) folgt weiterhin

$$\frac{E}{d} = J_2 \frac{R' + R_0}{R'} \tag{IV}$$

Der Rinkelsche Ausdruck $E_{(R)}$ ist also nach unseren Beziehungen gleich $E_D + E \frac{R'}{R' + R_0}$, wo E der von uns für den Mittelwert der Detektorspannung aus der Gleichstromcharakteristik berechnete Betrag.

Setzen wir in (IV) unseren Ausdruck für d ein, so entsteht:

$$E = \frac{2R}{R + R'} J_2 (R_0 + R')$$

Die nach dieser Formel mit den von Rinkel gemessenen Werten von J_2 und den aus der Gleichstromcharakteristik entnommenen Werten R und R' berechneten Beträge sind als $E_{(H)}$ in der letzten Reihe der Tabelle II eingetragen. Hier ist wie bei Rinkel die Annahme gemacht, daß das statische und dynamische d von der Frequenz unabhängig ist. Daß trotzdem $E_{(H)}$ eher größer ausfällt als $E_{(R)}$ beob. kommt daher, daß Rinkel seinen Wert für d dem Effektivwert statt dem Mittelwert entnimmt, und daß beide Rechnungen nur Annäherungsrechnungen sind. Wie leicht abzuleiten, wird $E_{(H)} = E_{(R)}$, wenn $R = \frac{R + R'}{2}$ wäre.

Was nun die Zulässigkeit eines solchen Vergleiches der Gleichstrom- mit den Wechselstromdaten betrifft, so ist — von den schon in meiner ersten Notiz besprochenen Bedenken gegen die Ansätze Rinkels abgesehen — der Vergleich mittels der Größe E nach Rinkel genau dem gleichen Vorwurf unterworfen wie der von mir oben angegebene Vergleich mittels einer durch R_n ausgedrückten Widerstandsänderung. Denn bei beiden Vergleichen wird der nach Maßgabe der Charakteristik sich ändernde Einfluß für die Momentanwerte der Wechselstromgrößen außer acht gelassen.

Um die Berechnung exakt zu gestalten, müßte man, wie ich schon in der ersten Notiz voranschickte, die charakteristischen Kurven auswerten. Dies kann in der Weise geschehen, daß man der vom positiven bis zum negativen Maximalwert der angewandten Klemmenspannung durchgezeichneten statischen Charakteristik den Wert R des größten scheinbaren Widerstandes entnimmt und dann ΔP für die Momentanwerte ausrechnet und graphisch oder rechnerisch den Mittelwert bildet. Ebenso kann man aber auch unter Annahme konstanten Detektorwiderstandes zu jedem Momentanwert der Wechselspannung eine EMK zuordnen, deren Betrag aus der charakteristischen Kurve punktweise zu entnehmen ist, hieraus die Momentanwerte von J_2 und durch lineare Mittelwertbildung J_2 selbst berechnen. Beide Verfahren müssen, richtig angewandt, zum gleichen Resultat führen. Um die Aufgabe in voller Strenge zu lösen, wird man, da ja die Ströme oder Spannungen für das betreffende Objekt nicht von vornherein bekannt sind, ein sukzessives Näherungsverfahren anwenden müssen.

Die Ausführung dieser mühsamen Berechnungen kann hier unterbleiben, weil das Resultat, wie nochmals betont sei, in keiner Beziehung zu dem von mir diskutierten Gegenstand, d. h. der Frage steht, ob die Rinkelschen Versuche wirklich, wie Rinkel meint, nur durch Annahme einer EMK im Detektor gedeutet werden können. Sie ist nur dann auszuführen, wenn man sich dafür interessiert, wie weit die statische und dynamische Charakteristik miteinander übereinstimmen, d. h. wenn es sich um die Untersuchung handelt, ob eine Art von Hysterese vorliegt. Handelt es sich darum, weitere Kriterien für die Wahrscheinlichkeit einer thermoelektrischen Wirkung im Detektor zu gewinnen, so wird man allerdings das Fehlen einer dynamischen Hysterese als jedenfalls nicht gegen diese Annahme sprechend heranziehen können.

Überlegt man aber nach der Form der E_R- und E_K-Kurve in Tabelle 3, S. 96 wenigstens qualitativ, welche Abweichung die Kurven-

form bei der strengen Auswertung gegenüber der Rechnung mit einem einzigen Wert verursachen muß, so sieht man ohne weiteres, daß wegen der schneller als linear zunehmenden Differenz dieser Kurven und des entsprechend größeren Einflusses der höheren Momentanwerte bei gegebenem Wechselstrom aus dem linearen Mittelwert sich ein zu kleiner Wert für die sich superponierenden Gleichstromgrößen ergeben wird. Die theoretisch unrichtige Rechnung mit dem um das 1,11-fache größeren Effektivwert bewirkt also zufällig eine größere Annäherung der beobachteten und berechneten Daten. In diesem Sinne möchte ich die frühere Bemerkung, daß die Übereinstimmung bei Rinkel lediglich das Resultat eines Rechenexempels sei, in bezug auf die von der Korrektion des Wechselstromes durch J_2 nicht betroffenen Versuche verstanden wissen.

(Eingesandt 20. Mai 1915.)

Adresse des Autors: Karlsruhe, Friedenstr. 5.

Briefe an die Redaktion.

(Für die Veröffentlichungen in dieser Rubrik übernimmt die Redaktion keinerlei Verantwortung.)

Die Wirkungsweise des Kontaktdetektors.

Von **H. Hausrath.**

Auf S. 88—108, Bd. 9 dieser Zeitschrift veröffentlicht R. Rinkel eine experimentelle Untersuchung über den Perikon-Detektor, die darüber entscheiden soll, ob es sich bei diesem um eine Gleichrichterwirkung oder um die Erzeugung einer EMK. handelt, die die Gleichstromkomponente hervorruft. Der Grundgedanke dieser Untersuchung besteht darin, daß bei überwiegender Gleichrichterwirkung die mit einem Kompensationsapparat zu messende Spannung am Detektor das höhere Potential an der Elektrode haben müsse, von der aus der Strom in der durchlässigeren Richtung, beim Perikondetektor vom Kupferkies zum Rotzinkerz, durch den Detektor fließt. Dies ist aber ein Irrtum. Es ergibt sich aus einfacher Überlegung und kann durch Versuch an einem Gleichrichter stets experimentell bestätigt werden, daß der Potentialmittelwert an der genannten Elektrode stets der niedere ist. Deshalb ist es prinzipiell unmöglich, aus dem Vorzeichen der Gleichstromspannung am Detektor ein Kriterium für die eine oder andere Anschauung abzuleiten, und alle in dieser Richtung unternommenen Versuche sind für diese Frage ohne Belang.

Mit weiteren zahlreichen und offenbar überaus sorgfältig ausgeführten Versuchen glaubt **Rinkel** eine weitere Stütze für seine Auffassung der Wirkungsweise des Detektors dadurch zu gewinnen, daß bei Wechselstrommessungen $E_D + J_2 d$ (S. 98) nahezu dem Betrag E gleich ist, der aus seinen Gleichstrommessungen für $J_1 = J_w = J_2$ nach den Gleichungen (1) bis (4) berechnet wird. Die Begründung dieses anscheinenden Zusammenhanges ist aber ebenfalls verfehlt. **Rinkel** ist nämlich der Ansicht, wenn bei Wechselstrom J_w infolge „Thermowirkung" der Gleichstrom J_2 auftrete, so trage auch letzterer zur Erzeugung der EMK. bei. Dies kann kaum anders verstanden werden, als daß der Thermostrom, der infolge der Wärmewirkung des Wechselstromes entsteht, selbst wieder eine Wärmewirkung im Thermoelement erzeugen soll, während bekanntlich durch diesen das Gegenteil, d. h. der Peltiereffekt eintritt.

Weiterhin nimmt **Rinkel** im Verlauf dieser Deduktionen für die Joulesche Wärme, die in einem Widerstand durch einen Wechselstrom vom Effektivwert J_w und einen darüber gelagerten Gleichstrom J_2 entsteht, im letzten Absatz auf S. 98 die Summe $J_1 = J_w + J_2$ als maßgebend an, während bekanntlich statt dessen die von diesem Ausdruck verschiedene Wurzel aus dem quadratischen Mittelwert der resultierenden Momentanwerte gesetzt werden muß. Da infolgedessen die Formulierung seiner Vorstellungen unrichtig ist, kann natürlich das Ergebnis, das sich auf Grund dieser falschen Ansätze errechnet, nicht als beweisend für die Richtigkeif dieser Vorstellungen betrachtet werden.

Die von **Rinkel** gefundene Übereinstimmung der nach seinen Angaben berechneten Werte E und $E_D + J_2 d$ wird aus den folgenden Überlegungen verständlich, die zwar nach dem gesagten nicht mehr nötig erscheinen, um die gegen die Beweisführung **Rinkels** erhobenen Einwände zu stützen, aber dazu dienen sollen, eine einwandfreie Diskussion des an sich wertvollen Versuchsmaterials zu ermöglichen und eventuell weiteren Versuchen dieser Art als Richtlinien zu dienen.

Dazu ist folgendes vorzubemerken. Will man Gleichstrom- und Wechselstrommessungen, wie sie **Rinkel** an seinem Detektor ausgeführt hat, in Beziehung zueinander setzen, so muß man die Voraussetzung machen, daß die Stromspannungscharakteristik des Detektors von der Frequenz unabhängig ist. Diese Voraussetzung liegt natürlich auch der **Rinkelschen** Arbeit, wenn auch unausgesprochen zugrunde, und wenn man sich die Mühe gibt, die charakteristische Kurve nach den Gleichstrommessungen zu zeichnen und daraus die effektiven Wechsel-

strom- und Gleichstromkomponenten von Strom und Spannung zu berechnen, so können die Resultate der Wechselstromuntersuchungsreihe aus denen der Gleichstromreihe abgeleitet und verglichen und daraus die Gültigkeit unserer obigen Voraussetzung geprüft werden. Da jedoch nach den Gleichstrommessungen Rinkels am Perikondetektor eine in grober Annäherung lineare Beziehung zwischen Stromstärke und Spannung besteht, kann diese Prüfung einigermaßen auch dadurch geführt werden, daß man die Gleichstromeffekte mit denen der entsprechenden Wechselstrommittelwerte vergleicht.

Wir wissen aus den Messungen Rinkels, daß der Stromstärke J_1 bei Stromrichtung vom Kupferkies im Detektor zum Rotzinkerz die Klemmenspannung E_K, bei umgekehrter Stromrichtung die davon verschiedene Klemmenspannung E_{Rz} zugehört. Soweit bei kleinen Änderungen zwischen Spannung und Strom Proportionalität besteht, wird dann z. B. der in ersterer Richtung angelegten Spannung $(E_{Rz} + E_K):2$ der Wert $J_1 \cdot \frac{E_{Rz} + E_K}{2 E_R}$ entsprechen. Bezeichnen wir Spannung und Strom in dieser Richtung mit Index K, in entgegengesezter mit Index Rz, so entsprechen sich

$$\left(\frac{E_{Rz} + E_K}{2}\right)_K \ldots\ldots\ldots\ldots J_{1K} = J_1 \frac{E_{Rz} + E_K}{2 E_K},$$

$$\left(\frac{E_{Rz} + E_K}{2}\right)_{Rz} \ldots\ldots\ldots J_{1Rz} = J_1 \frac{E_{Rz} + E_K}{2 E_{Rz}},$$

wobei zu beachten, daß der Index bei J_1 verschiedene Beträge, dagegen bei $\frac{E_{Rz} + E_K}{2}$ nur die Richtung der Spannung bezeichnet.

Sei nun Wechselspannung vom Mittelwert $M(e_w) = \frac{E_{Rz} + E_K}{2}$ an den Detektor angelegt, so entsteht ein Strom vom Mittelwert

$$M(i_w) = \frac{J_{1K} + J_{1Rz}}{2} = J_1 \frac{(E_{Rz} + E_K)^2}{4 E_{Rz} E_K}$$

Da $E_{Rz} - E_K$ klein im Vergleich zu $(E_{Rz} + E_K):2$, ist der Bruch nahezu gleich 1. Es entsprechen sich also:

$$M(e_w) = \frac{E_{Rz} + E_K}{2} \ldots\ldots M(i_w) = J_1$$

Dabei beträgt nach obigem der Stromanteil der von K zu Rz gerichteten Halbwelle: $\frac{J_{1K}}{2}$ und der entgegengesetzten Halbwelle $\frac{J_{1Rz}}{2}$,

also die Differenz der Stromanteile einer Halbwelle und des halben Mittelwertes:

$$\frac{J_{1K} - J_1}{2} = \frac{J_2}{2}$$

in der ersten Richtung und

$$\frac{J_{1Rz} - J_1}{2} = -\frac{J_2}{2}$$

in der zweiten Richtung. Hieraus ergibt sich die Gleichstromkomponente

$$J_2 = \frac{J_{1K} - J_{1Rz}}{2} = \frac{J_1}{4} \frac{(E_{Rz} - E_K)(E_{Rz} + E_K)}{E_{Rz} E_K} = J_1 \frac{E_{Rz} - E_K}{E_{Rz} + E_K}$$

Führt man hier die durch die Gleichungen (1) und (2) der Rinkelschen Abhandlung definierten Größen E und d ein, so ergibt sich $J_2 = \frac{E}{d}$. Ist d der Detektorwiderstand, so ergibt sich das Verhältnis der mittleren Gleichstromspannung E_D am Detektor zu der ihr zugehörigen Wechselstromspannung $M(x)$ unter Benutzung der Gleichungen (3) und (4) bei Rinkel zu

a) $$\frac{E_D}{M(x)} = \frac{J_2 d}{J_1 d} = \frac{2E}{E_{Rz} + E_K} = \frac{E}{M(e_w)}, \text{ wobei } M(e_w) = J_1 d.$$

Um nun von den bei den Wechselstrommessungen gemessenen Effektivwerten zu den Mittelwerten überzugehen, hat man erstere mit $2\sqrt{2}/\pi$ zu multiplizieren.

Z. B. entspricht dem Wert $E_w = 150 \cdot 10^{-3}$ in Versuch Nr. 41b auf S. 101 der Mittelwert $135 \cdot 10^{-3}$. Sucht man in Tabelle 3, S. 96 die zugehörigen Größen, so ergibt sich $J_1 = 45 \cdot 10^{-6}$, $E = 27{,}0 \cdot 10^{-3}$. Dies sind die nach Maßgabe der Charakteristik einander ungefähr entsprechenden Werte. Rinkel ordnet jedoch dem obigen E_w infolge der angeführten unrichtigen Ansätze statt des obigen J_1 einen Wert $J_w + J_2$ zu. Dieser ergibt sich zu $\frac{\pi}{2\sqrt{2}} J_1 + J_2$ d. i. im Zahlenbeispiel: $(50 + 14)\,10^{-6} = 64 \cdot 10^{-6}$. Hiermit stimmt der bei den Wechselstrommessungen gefundene Wert $(51 + 14) \cdot 10^{-6}$ befriedigend überein. Der Stromstärke $J_1 = 64 \cdot 10^{-6}$ entspricht nach Tabelle 3 $E = 43 \cdot 10^{-3}$, d. h. ein Betrag, der das 1,59fache des richtigen Wertes $27 \cdot 10^{-3}$ ist.

Der Wert $43 \cdot 10^{-6}$ stimmt mit dem von Rinkel aus der Beziehung $E = E_D + J_2 d$ berechneten Wert $45 \cdot 10^{-3}$ ungefähr überein.

Man sieht also, daß eine tatsächlich vorhandene Abweichung zwischen Gleich- und Wechselstrommessung von E aus dem Grund nicht zum Vorschein kommt, weil Rinkel statt des galvanometrischen Mittelwerts für J_1 den Effektivwert einsetzt, und diesen noch mit J_2 korrigiert. Dasselbe wird sich mehr oder weniger für alle Versuchsresultate zeigen lassen.

Die Übereinstimmung des Werts, den Rinkel für E aus den Gleichstromdaten berechnet, und des Betrages von $E_D + J_2 d$ ist demnach lediglich das Ergebnis eines Rechenexempels und läßt keinerlei Schlüsse auf die physikalische Natur der Detektorwirkung zu. Solche sind nach wie vor, wenn überhaupt, abgesehen von Kriterien, die durch Kontaktform und thermoelektrisches Verhalten der betreffenden Kombination geboten werden, nur aus der Beziehung zwischen Gleich- und Wechselstromkomponente zu ziehen. Nimmt erstere bis zu einer gewissen Grenze ungefähr quadratisch mit der Wechselstromkomponente zu, so kann auf überwiegende thermoelektrische Wirkung, bleibt erstere in gewissen Grenzen nahezu unabhängig von letzterer, so kann auf überwiegende Gleichrichterwirkung geschlossen werden.

Nach dem Resultat der obigen Rechnungen kann jedoch aus den Untersuchungen Rinkels, wenn sie auch in bezug auf das, was sie beweisen sollten, verfehlt sind, der nicht uninteressante, aber allerdings schon durch frühere Untersuchungen[1]) belegte Schluß gezogen werden, daß die Gleichstromcharakteristik des Perikondetektors bis zu technischen Frequenzen annähernd gültig bleibt.

1) Flowers, Phys. Rev. **3**, 25, 1914; Cursey, Proc. Phys. Soc. **26**, 77, 1914.

(Eingesandt 2. Februar 1915.)

Adresse des Autors: Karlsruhe, Friedenstr. 5.

Die Wirkungsweise des Kontaktdetektors.

Von **R. Rinkel.**

Die Bemerkungen von H. Hausrath zu meinem Aufsatz in Bd. 9 dieser Zeitschrift geben mir sehr willkommene Gelegenheit, meine wohl etwas zu knapp gehaltene Darstellung zu ergänzen, indem ich gleichzeitig auf die Ausführungen Hausraths eingehe. Die erstaunlich gute Übereinstimmung der EMK.-Kurven des Detektors für Gleich- und Wechselstromprüfung (Diagr. I S. 97) in Verbindung mit

der Anwendbarkeit des einfachen Ohmschen Gesetzes im Detektorkreis schien mir bei der ersten Zusammenstellung der Versuchsergebnisse schon allein für sich durchschlagend beweiskräftig zu sein für die Auffassung, daß die Detektorwirkung auf der Entwickelung einer Gleichstrom-EMK. beruhe. Hausrath gibt ja auch am Schluß seiner Ausführungen zu, daß die Messungen die Gleichstromcharakteristik des Perikondetektors erweisen. Da man bei der Betrachtung der Naturvorgänge immer gewohnt ist, aus gleichen Erscheinungen auf gleiche Ursachen zu schließen — etwas anderes bedeutet ja eine „Erklärung" physikalischer Tatsachen doch nie — so glaubte ich auch hier dazu berechtigt zu sein, aus der Tatsache der Gleichstromcharakteristik auf das Vorhandensein der Gleichstrom-EMK. schließen zu dürfen.

Um zunächst den von Hausrath im ersten Absatz seiner Ausführungen erhobenen prinzipiellen Einwand gegen meine Beweisführung als hinfällig zu erweisen, den er aus der Beobachtung von Gleichrichtern herleitet, genügt es zu zeigen, daß eine reine Gleichrichterwirkung im Detektorkreis nicht entfernt die hohe Gleichspannung hervorrufen kann, die der gemessene Gleichstrom für die gemessenen Widerstände erfordert und daß eben deshalb auf die Entwickelung einer zusätzlichen EMK. von entsprechender Größe geschlossen werden muß.

Die Berechnung des Gleichstromes aus dem Wechselstrom, die Hausrath nach der Gleichrichtertheorie vornimmt, deckt sich schon deshalb nicht mit den tatsächlichen Verhältnissen, wie sie die Messung ergab, weil Hausrath für die Prüfung mit primärem Gleichstrom (Tabelle 3, S. 96) Proportionalität zwischen Strom und Spannung in beiden Richtungen annimmt und dann den Wechselstrom für die Prüfungen der Tabelle 4, S. 101 unter der Voraussetzung berechnet, daß eine Wechselspannung an den Detektor gelegt werde, deren Höhe gleich dem Mittelwert der beiden für dieselbe Stromstärke erforderlichen Gleichspannungen E_K und E_{R_z} sei. Aus der Differenz der dabei entstehenden Halbwellen des Wechselstromes $\frac{J_K - J_{R_z}}{2}$ berechnet Hausrath dann den Gleichstrom J_2 meiner Tabelle 4 und gelangt zu seiner Gleichung (a), aus der sich das Verhältnis der mit den Kompensator von mir gemessenen Gleichspannung E_D am Detektor zu der an den Kreis gelegten Wechselspannung ergeben soll.

Zu dieser Berechnung ist zu bemerken, daß nur für die ungünstige Richtung des Stromes im Detektor, also vom Rotzinkerz zum Kupferkies, Proportionalität zwischen angelegter Gleichspannung und Strom vorhanden ist. In der günstigen Richtung ist die Abhängig-

keit ähnlich dem Charakter der Magnetisierungskurve des Gußeisens, d. h. die Stromstärke steigt immer schneller als die Spannung. Nach der Gleichrichtertheorie nimmt also der Widerstand des Detektors in der günstigen Richtung mit steigender Stromstärke stark ab. Aus der Tabelle 3, S. 96 ergibt er sich z. B. für $J_1 = 10$ zu $E_K : J_1 = 3230$, dagegen für $J_1 = 100$ nur zu 1830 Ω, während er für die andere Richtung konstant ca. 3600 Ω beträgt (siehe weiterhin). Aus den Daten der Tabelle 3 kann man sich die Kurven aufzeichnen und sieht dann sofort, daß man auch nicht annähernd, vor allem nicht bei den höheren Stromstärken von etwa 20 an, Proportionalität zwischen Strom und Spannung annehmen darf, wenn man nach der Gleichrichtertheorie rechnet.

Daher steht einer Berechnung der Stromverhältnisse nach der Gleichrichteranschauung immer die Schwierigkeit der Abhängigkeit des Detektorwiderstandes von der Stromstärke im Wege, eine Schwierigkeit, die übrigens auch bei der anderen Auffassung nicht ganz fehlt. Annähernd dürfte man vielleicht nach der Gleichrichteranschauung folgendermaßen überlegen können. Während der ersten Viertelperiode der angelegten Wechselspannung findet eine Aufladung des dem Galvanometer parallel geschalteten Kondensators statt, die beendet ist, sobald die Spannung am Kondensator ihr Maximum erreicht hat. Der mittlere Ladestrom sei i_c. Parallel dazu geht ein Strom i_1 durch das Galvanometer. Sehen wir von der Phasenverschiebung zwischen i_1 und i_c ab, was allerdings einen gewissen aber nicht ausschlaggebenden Fehler bedeutet, so erhalten wir für eine effektive Wechselspannung E_w, indem wir gleich mit einfachen Mittelwerten rechnen, für die erste Viertelperiode:

$$0{,}9\, E_w = (i_1 + i_c) \cdot d + i_1 \cdot R$$

hierin ist d der Detektorwiderstand, der zur Stromstärke $i_1 + i_c$ gehören würde, R ist der Widerstand des Galvanometers.

Während der zweiten Viertelperiode entlädt der Kondensator sich über das Galvanometer, außerdem sendet die Wechselspannung über den Detektor einen Strom i_2 durch das Galvanometer; hierfür gilt

$$0{,}9\, E_w = i_2 \cdot d + (i_c + i_2) \cdot R$$

Nehmen wir an, daß der Detektorwiderstand d hierbei derselbe ist, wie in der ersten Gleichung (in Wirklichkeit wird er größer sein, da $i_2 < i_1 + i_c$), so erhalten wir durch Addition beider Gleichungen

$$1{,}8\, E_w = (i_1 + i_2 + i_c)(d + R)$$

Die ganze in der einen Richtung durch das Galvanometer gegangene Elektrizitätsmenge ist daher

$$q_1 = (i_1 + i_2 + i_c) \cdot \frac{T}{4}$$

wenn T die Per.-Dauer. Die mittlere Stromstärke dieser Richtung ist daher

$$J_a = \frac{i_1 + i_2 + i_c}{2}$$

so daß

$$0{,}9\, E_w = J_a (d + R)$$

Man dürfte der Wahrheit noch am nächsten kommen, wenn man hierin für die günstige Stromrichtung als d denjenigen Wert einsetzt, der nach meiner Tabelle 2 (S. 96 d. Z.) sich aus $E_K : J_1$ ergibt. Diese abgerundeten Werte sind:

J_a	20	40	60	80	100	120
d	2950	2450	2230	2000	1830	1690

In der gleichen Weise erhält man in der ungünstigen Richtung

$$0{,}9\, E_w = J_b (d + R)$$

worin für d jetzt der konstante Wert von 3600 einzusetzen ist. Der mittlere Gleichstrom, der vom Galvanometer angezeigt wird, ist daher

$$J_2' = \frac{J_a - J_b}{2}$$

Dieser Wert müßte wenigstens annähernd mit dem gemessenen Wert J_2 unserer Tabelle 4 (S. 101) übereinstimmen, wenn die Gleichrichterauffassung Berechtigung haben soll. In Wirklichkeit zeigt die Rechnung gemäß obigem Schema, daß J_2' für $R = 3400$ (unsere a-Messungen der Tabelle 4) nur etwa $^1/_4$ bis $^1/_5$ der gemessenen Werte J_2 betragen, für $R = 1000$ (die c-Messungen) etwa $^1/_2$ bis $^1/_3$. Es ist ohne weiteres einleuchtend, daß die Vernachlässigung der Phasenverschiebung sowie die Unsicherheit bezüglich d, dessen Wert zwischen 20 bis 120 Mikroamp. sich von 2950 auf 1690 Ω verminderte, in unserer obigen Rechnung nur einen minimalen Fehler gegenüber diesem gewaltigen Unterschied bedingen kann. Jedenfalls sind die gemessenen Werte das Vielfache der nach der Gleichrichtertheorie zu berechnenden.

Nicht aus dem Vorzeichen der Spannung am Detektor allein, sondern in Verbindung mit der Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes sind meine Schlußfolgerungen gezogen. Die nach der Gleichrichtertheorie aus dem Wechselstrom übrig bleibende Gleichspannung könnte nur

einen kleinen Bruchteil des wirklich gemessenen Gleichstromes hervorrufen.

Hausrath erheht dann Einwendungen gegen meinen Vergleich, der einerseits für primären Gleichstrom und andererseits für primären Wechselstrom entworfenen EMK.-Kurven, wobei er sich aber ausschließlich auf die von mir lediglich bei den höheren Stromstärken für erforderlich erachteten Korrekturen stützt. Ich verweise demgegenüber auf Diagr. I, S. 97.

Was mir an den Versuchsergebnissen am wichtigsten erscheint, ist die absolute Übereinstimmung der berechneten EMK.-Kurven für Gleich- und Wechselstrom bis ca. 60 Mikroamp. Primärstrom. Bis zu dieser Grenze, die wohl den hauptsächlich vorkommenden Anwendungsbereich des Detektors in der Praxis deckt, beruht die Darstellung der Kurven auf der genauen unmittelbaren Eintragung der Meßdaten der Tabelle 3 und 4 ohne jede überhaupt nennenswerte Abgleichung[1]). Die Zahlen sind durch keinerlei Interpretation gegenüber den ursprünglichen Meßdaten geändert, weder die bei den Gleichstromprüfungen, noch die bei den Wechselstromprüfungen erhaltenen. Trotzdem decken sich die daraus unmittelbar berechneten Kurven für E in Diagramm I ganz genau. Der einzige Einwand, den man noch erheben kann, richtet sich gegen die Zulässigkeit der Berechnung des Wechselstromes aus $J_w \cdot d = E_w$, weil der Detektorwiderstand d aus den Gleichstrommessungen ermittelt ist. Diese Zulässigkeit habe ich allerdings, wie Hausrauth richtig bemerkt, stillschweigend vorausgesetzt, ohne sie bei dem Mangel eines entsprechend empfindlichen Wechselstrominstrumentes prüfen zu können. Nachdem aber die auf so ganz verschiedenen Wegen ermittelten EMK.-Werte genau auf derselben Kurve liegen, darf man wohl umgekehrt auch wieder auf die wenigstens annähernde Zulässigkeit dieser Annahme bezüglich des Detektorwiderstandes schließen. Erfreulich wäre es allerdings, wenn man sie mit einem hochempfindlichen Wechselstrominstrument prüfen könnte; dieses müßte etwa den Meßbereich von 1—200 Mikroamp. haben.

Die Einwände Hausraths in Absatz 2 seines Artikels können also keine Anwendung auf die EMK.-Kurven bis ca. 60 Mikroamp.

1) In Tabelle 3 sind leider zwei Druckfehler stehen geblieben, die aber für die Rechnung nicht in Betracht kommen. In der Rubrik E_R, muß die erste Ziffer 6,8 statt 5,8 heißen, und die dritte Ziffer 19,8 muß mit der dritten Ziffer 21,2 der Rubrik E_K vertauscht werden. — In Tabelle 4 muß unter Nr. 46, Kolonne 6 die Ziffer 10^{-1} wegfallen; sie ist nur irrtümlich stehen geblieben.



finden, da bis zu dieser Grenze auch für die Wechselstromkurve (dicke Punkte) lediglich der aus $E_w = J_w \cdot d$ berechnete Wechselstrom als Abszisse genommen ist und die von mir vermutete Mitwirkung des sekundären Gleichstromes hinsichtlich der Erniedrigung von d, demgemäß Erhöhung von J_w sowie der Erzeugung der EMK. bis zu dieser Grenze gar nicht berücksichtigt ist. Unabhängig davon, ob diese Vermutung richtig ist oder nicht, bleiben in Diagr. I Kurve I sowie erste Hälfte von Kurve II die Kreuze und Punkte genau stehen, wo sie sich befinden. Es ist also nicht in Abrede zu stellen, daß mindestens innerhalb dieses weiten Bereiches die auf den beiden Wegen ermittelten EMK.-Kräfte genau gleich hoch sind. Das würde schon genügen, um das wirkliche Auftreten von EMK. anzunehmen.

Was insbesondere das angezogene Beispiel in Versuch 41 b der Tabelle 4 betrifft, so sei dazu bemerkt: Wenn man, wie ich, davon ausgeht, daß nicht Gleichrichterwirkung, sondern EMK.-Wirkung vorliegt, so darf man nicht den Wechselstrom aus dem einfachen Mittelwert der Spannung berechnen, sondern aus dem effektiven; dann ergibt sich aber $J_1 = 51$ und eine solche Stromstärke würde nach Tabelle 3 u. Diagramm I eine Detektor-EMK. von $E = 33$ hervorrufen. Gemessen wurde in Versuch 41 b eine Klemmenspannung am Detektor von 19 bei $J_2 = 7$. Daß in einer Gleichstromquelle ein Spannungsabfall bei Stromentnahme auftritt, ist bekannt; ich habe diesen aus $J_2 \cdot d$ berechnet, wobei das d der Gleichstrommessungen eingesetzt wurde. Es ergab sich damit $E = 39,7$; dieser Wert ist also ohne jede Anbringung einer Korrektur doch recht nahe an den aus den Gleichstrommessungen errechneten 33, wenn man die Unsicherheit bezüglich des Wertes d beachtet. Nimmt man z. B. an, daß d bei den Wechselstrommessungen etwa $10\,\%$ kleiner ist als bei den Messungen der Tabelle 3, so wird $J_1 = 56,5$; dem entspricht nach Tab. 3 $E = 36$; ferner wird jetzt $J_2 \cdot d = 18,5$, also $E = 19 + 18,5 = 37,5$. Die Differenzen bei den stärkeren Strömen lassen sich also vielleicht aus einer Veränderlichkeit von d zwischen $10-15\,\%$ voll erklären. Immerhin ist dieser Umstand noch der Untersuchung mittels feiner Wechselstrom-Amperemeter bedürftig.

Was nun meine Auffassung von der Mitwirkung des Sekundärstromes bei den stärkeren Spannungen E_w betrifft, so wirft mir Hausrath implizite Nichtbeachtung des Energiegesetzes vor. Ich würde einen Verstoß gegen dies Gesetz als Totsünde ansehen und könnte mich daher nun eigentlich selbst hängen. Aber so einfach liegen die Dinge doch nicht. Nachdem die Messungen (Tabelle 3) gezeigt haben, daß

der berechnete Detektorwiderstand mit wachsender Gleichstromstärke heruntergeht, liegt es wohl nahe, anzunehmen, daß auch der sekundär erzeugte Strom zu dieser Verminderung beiträgt; er erzeugt damit keine Energie, sondern ermöglicht lediglich Verstärkung des zugeführten Primärstromes; und da ferner gezeigt wurde, daß ein in den Detektor geschickter Gleichstrom, der vom Kupferkies zum Rotzinkerz fließt, im Detektor selbst gewissermaßen eine Vorspann-EMK. erzeugt, der die angelegte Spannung unterstützt und damit also eine Verstärkung des Gleichstromes bewirkt, so ist es auch nicht ausgeschlossen, daß der sekundär entstehende Gleichstrom auch seinerseits solche Vorspannkräfte entwickelt, die dann wieder die günstige Phase des Wechselstromes verstärken, die ungünstige vermindern. Ich erinnere nur an die Tatsache der abfallenden Charakteristik bei Bogenlampen, die man hier etwa als Vergleich heranziehen kann. Der ganze Widerspruch gegen das Energiegesetz löst sich also dahin auf, daß die Mitwirkung des Sekundärstromes den Primärstrom über das Maß hinaus verstärkt, das er für sich allein haben würde. Ob und in welchem Grade dies zutrifft, habe ich nicht festgestellt und ich habe auch darauf verzichtet, die von Hausrath verlangte, an sich ja richtige quadratische Zusammensetzung von J_w und J_2 zu berechnen, weil dies im Vergleich mit der Mühe der Rechnung und den ohnehin unvermeidbaren Meßungenauigkeiten nicht so wichtig ist. Die ganze Korrektur betrachte ich selbst nur als eine sehr rohe.

Nachträglich sehe ich jetzt, daß ich mir eine viel schlimmere Nachlässigkeit habe zuschulden kommen lassen, die zwar die Ergebnisse nicht beeinflußt hat, deren Verhütung aber leicht ein sehr wertvolles Material für die Höhe der bei Wechselstrom erzeugten EMK. E (Tabelle 4, Kolonne 8) hätte liefern können; ich habe nämlich unterlassen, die Messungen der Tabelle 4 für $J_2 = 0$, d. h. bei offenem Galvanometerkreis zu machen; allerdings hätte dann die Bestimmung von E mit dem Kompensationsapparat erfolgen müssen wie bei Tabelle 1 und 2, was außerordentlich mühsam ist. Es ist in der Tat bedauerlich, daß diese Messung vergessen wurde, denn damit würden alle die infolge des Auftretens von J_2 erforderlich erachteten Korrekturen und die Bedenken Hausraths gegen die Darstellung hinfällig geworden sein. Diese Prüfung habe ich inzwischen mit einem neuen Detektor nachgeholt und meine Auffassung voll bestätigt gefunden. Ich hoffe Gelegenheit zu haben, diese neueren Messungen ebenfalls zu veröffentlichen.

Um aber auch schon jetzt die Bedeutung dieser Bedenken prüfen

zu können, habe ich die Werte E der Tabelle 4, Kolonne 8 für $R = a$ nochmals im folgenden Diagr. I A (Fig. 1) in Abhängigkeit von $J_w = \frac{E_w}{d}$ eingetragen, von 40—120 Mikroamp. (dicke Punkte); es ist also $E = E_D + J_2 \cdot d$, wobei J_2 und d direkt gemessen, $E_D = J_2 \cdot R$ gesetzt ist. Der Verlauf der Kurve ist zwischen 40 und 100 Millivolt genau

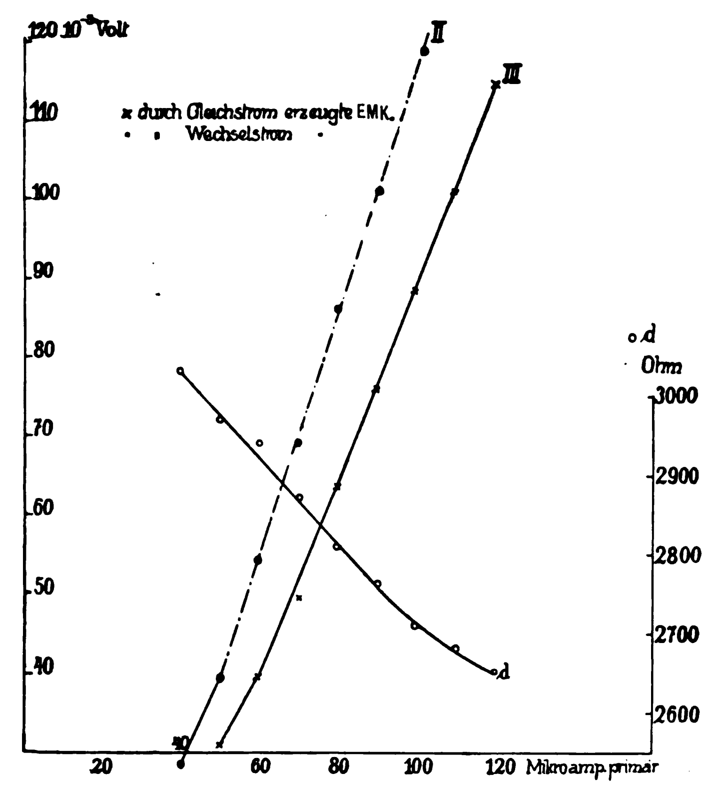


Fig. 1. Diagramm I A.

geradlinig. Zum Vergleich ist eine E-Kurve für Gleichstrom (Kreuze) daneben gesetzt, die auch fast genau geradlinig verläuft. Zu dieser letzteren sei folgendes bemerkt.

Bei den Gleichstrommessungen (Tabelle 3) sind von ca. 70 Mikroamp. ab die Messungen E_{R_2} nicht mehr so scharf wie bis dahin; es hängt das damit zusammen, daß bei längerer und stärkerer Beanspruchung des Perikondetektors, wie sie sich infolge der Schwierigkeit

der Kompensatorbestimmung im vorliegenden Fall nicht vermeiden läßt, plötzliche Sprünge eintreten; der Detektor scheint zu erschlaffen um sich dann nach einiger Ruhe wieder zu erholen. Die Messungen E_K aber sind sogar bis 260 Mikroamp. ganz scharf. Um nun ja nicht zu günstig für meine Auffassung zu wählen, habe ich die R_{R_z}-Kurve von 70 Mikroamp. an tiefer gelegt, als dies gerechtfertigt gewesen wäre. Bis 60 Mikroamp. beträgt die Abweichung der Geraden $\operatorname{tg} a = 3{,}64 \cdot 10^3$ nur maximal $0{,}75\,^0/_0$ von den Meßdaten $E_{R_z} : J_1$. Es ist mehr als wahrscheinlich, daß E_{R_z} auch weiterhin diesem Gesetze folgt und daher über 60 Mikroamp. jedenfalls nicht kleiner sein wird als $3600\ J_1$. Der Unterschied gegenüber dem Wert von E_{R_z} in Tabelle 3 für $J = 120$ beträgt ca. $14\,^0/_0$. Dieser Betrag liegt durchaus innerhalb der Fehlergrenzen, die bei diesen außerordentlich mühsamen Messungen weiter als sonst gezogen werden müssen. Damit steigt aber die Änderung von E gleich auf das Doppelte. Nehmen wir einmal $E_{R_z} = 3600 \cdot J_1$ an; wir erhalten dann in Verbindung mit den Werten E_K der Tabelle 3 die neue E-Kurve des Diagr. I A, die durch Kreuze bezeichnet ist, und ebenso eine neue Kurve für den Detektorwiderstand d. Ich glaube, daß die Ähnlichkeit dieser Kurve für E mit der aus den Wechselstrommessungen ermittelten (dicke Punkte), bei der keinerlei Korrekturen angebracht wurden, so überraschend ist, auch hinsichtlich des Eintretens der Abweichung von der Geraden, daß kaum mehr an einer Identität gezweifelt werden kann, zumal sie ja bis 60 Mikroamp. absolut zusammenfielen. Dabei ist ferner zu berücksichtigen, daß die Wechselstromprüfung (Tabelle 4) erst etwa zehn Tage später als die Gleichstromprüfung (Tabelle 3) erfolgt ist, der Detektor also immerhin auch durch die lange Beanspruchung durch Strom seinen Widerstand dauernd etwas vermindert haben kann. In meiner ersten Arbeit S. 90 hatte ich bereits bemerkt, daß die zwischendurch vorgenommene Kontrolle des Detektors nur eine Konstanz innerhalb der Grenzen von $10 - 15\,^0/_0$ ergab.

Aus der Differenz der E-Werte, Kreuze und Punkte in Diagr. I A kann man in Verbindung mit Tabelle 4 leicht ausrechnen, daß bereits ein Unterschied von $15\,^0/_0$ in den Werten für d beide Kurven vollständig zur Deckung bringen würde. Dieser Betrag ist ohne jeden Zwang allein schon durch die Zeitdifferenz der Messungen erklärlich sowie, wie gesagt, durch die Eigenschaft des Detektors, die ja aus der Funkentelegraphie allgemein bekannt ist, seine Empfindlichkeit bei zu starker Beanspruchung einzubüßen, was nichts anderes bedeutet als die Verminderung des Widerstandes.

Hausrath bemerkt zum Schluß, daß man nur aus der Beziehung zwischen Gleich- und Wechselstromkomponente auf die Ursachen der Detektorwirkung schließen könne. „Nimmt erstere bis zu einer gewissen Grenze ungefähr quadratisch mit der Wechselstromkomponente zu, so kann auf überwiegende Thermowirkung geschlossen werden..." Prüfen wir einmal daraufhin unsere Kurven. Wir bilden das Verhältnis der Quadrate aufeinander folgender Stromziffern, das, wenn die erzeugte Gleichstromspannung proportional dem Stromquadrat ist, annähernd mit dem Verhältnis aufeinander folgender Spannungsziffern übereinstimmen muß. Die Differenz der beiden Verhältnisse ergibt die Abweichung.

Kurve I Diagramm I, Seite 97.

J	E	$(J_n : J_{n-1})^2$	$E_n : E_{n-1}$	Abweichung in %
4	0,4	—	—	
6	0,7	2,25	1,75	22
8	1,35	1,78	1,93	8,4
10	2,05	1,56	1,52	2,56
12	2,7	1,44	1,32	8,34
14	3,4	1,36	1,26	7,36
16	4,4	1,3	1,29	0,77
18	5,55	1,26	1,26	0,00
20	6,75	1,23	1,22	0,81

Diagramm I A.

J	$(J_n : J_{n-1})^2$	E_{II}	$E_n : E_{n-1}$	Abweichung in %	E_{III}	$E_n : E_{n-1}$	Abweichung in %
50	—	39,5	—	—	31	—	—
60	1,44	54	1,37	4,85	39,5	1,27	11,8
70	1,36	69	1,28	5,9	52	1,32	3,03
80	1,3	85,5	1,24	4,6	63,5	1,22	6,15
90	1,26	101	1,18	6,35	76	1,2	5,0
100	1,23	116	1,15	6,5	88,5	1,16	5,7
110	1,21				101	1,14	5,8
120	1,19				114,5	1,13	5,04

Es geht aus dieser Tabelle hervor, daß wenigstens innerhalb der Grenzen zweier aufeinander folgender Meßwerte faßt genau eine Proportionalität zwischen erzeugter EMK. und Quadrat der erzeugenden Stromstärke besteht. Nimmt man die Grenzen weiter, z. B. $J = 10$ und 100, so wird $E = 2{,}05$ bzw. 116 (E_{II}), das Verhältnis der Stromquadrate also 100, der Spannungen 56,8. Die Abweichung vom quadratischen Verhältnis beträgt dann also 43,2 %, vom linearen

aber 568 %. Trägt man unmittelbar das E der Tabelle 4 in Abhängigkeit von E_w auf, so findet man E proportional $E_w^{1,79}$. Es liegt also mindestens sehr nahe, hier die Entstehung einer EMK. zu vermuten, die ihre Ursache in einer Erwärmung proportional $J^2 \cdot d$ hat; sie braucht deshalb durchaus nicht identisch mit der Seebeckschen Thermokraft zu sein, von deren Mechanismus, wenn ich mich so ausdrücken darf, wir doch fast nichts wissen. Nimmt man hinzu, daß die sekundären Gleichstromstärken hinsichtlich ihrer Höhe durch die berechnete EMK. vollkommen ihre Erklärung finden, während sie nach der Gleichrichtertheorie nur Bruchteile der gemessenen Werte betragen dürften, so wird es schwer, diese letztere Theorie nicht als abgetan anzusehen und die EMK.-Theorie an die Stelle zu setzen Ich würde es freudig begrüßen, wenn auch von anderer Seite mit mehr Hilfsmitteln, als mir zu Gebote standen, die wissenschaftlich doch sehr interessante Frage der Detektorwirkung weiter geprüft würde. Es ergeben sich daraus auch für die Praxis manche Schlußfolgerungen, deren Erörterung indessen hier zu weit führen würde; erwähnen will ich nur, daß die übliche Parallelohm-Methode bei Empfindlichkeitsmessungen zu einer Überlastung des Detektors führt und diesen beschädigen kann, wenn die Strombelastung $J_2 = \frac{E}{R}$ zu groß wird.

(Eingesandt 19. März 1915.)

Adresse des Autors: Köln a. Rh., Beethovenstr. 16.

Patentschau.

Von H. Eales.

Dr. R. Goldschmidt in Berlin hat sich durch D. R. P. Nr. 285054 ein Verfahren zur Verbesserung der Strahlung von Horizontalantennen mit Endkapazitäten und zusätzlichen, zur Erzielung einer günstigen Potentialverteilung längs der Antenne dienenden Abstimmitteln schützen lassen, dessen Kennzeichen darin bestehen, daß unter Verwendung von luftantennenartigen Zusatzkapazitäten diese in denjenigen Punkten angebracht sind, in welchen das größte Potential herrscht. In Fig. 1 ist beispielsweise eine Anordnung mit luftantennenartigen Zusatzkapazitäten d angegeben, in welcher die Punkte des höchsten Potentials nach dem in dem Patent 277326 (Jahrb. **9**, 313—314) angegebenen Verfahren zur Verbesserung von Horizontalantennen durch eingefügte,

aus Kondensatoren a und Spulen b bestehende Abstimmittel festgelegt werden. Bei dieser Anordnung liegt die luftdrahtförmige Zusatzkapazität d zwischen den Kondensatoren a und den Drosselspulen b. Durch

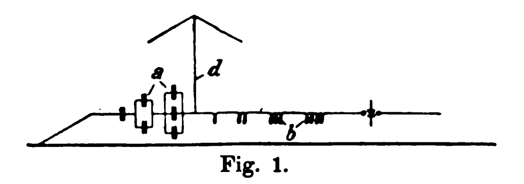


Fig. 1.

den gänzlichen oder teilweisen Ersatz der zwecks Herstellung einer bestimmten Potentialverteilung einzuschaltenden Kondensatoren durch Luftkapazitäten wird unter Ermöglichung einer möglichst günstigen Verteilung des Potentials eine Verbesserung der Strahlung erzielt.

Das D. R. P. Nr. 284087 der Maschinenfabrik Augsburg-Nürnberg A.-G. in Nürnberg betrifft einen eisernen Turm für drahtlose Telegraphie. Bei der Aufstellung solcher Türme für Funken-

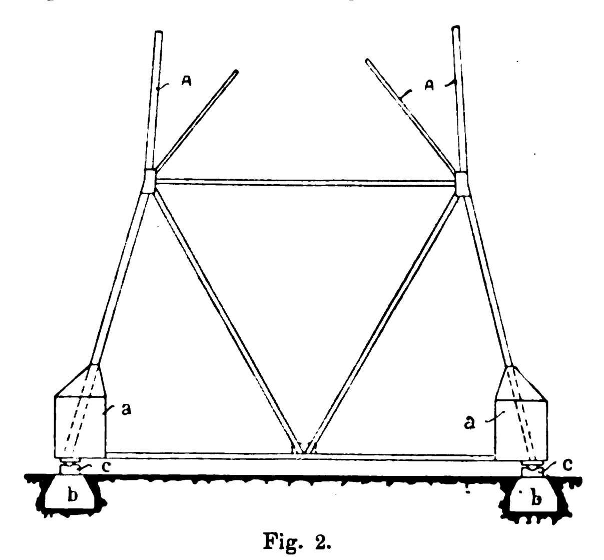


Fig. 2.

telegraphie macht bekanntlich die Isolierung des Bauwerkes gegen die Erde erhebliche Schwierigkeiten. Man schränkt deshalb neuerdings die Zahl der Verbindungsstellen mit dem Erdboden bzw. dem Fundament, also die Abspannseile und Verankerungen, möglichst ein, um die Zahl der Isolationspunkte zu verringern. Bei der Anordnung nach D. R. P.

Nr. 284087 kommen daher überhaupt keine Verankerungen und Abspannseile zur Verwendung. Sie besteht darin, daß der Turm einfach auf seine Fundamente aufgesetzt wird und gegen Umkippen durch an den Turmfüßen angebrachte Ballastkörper, die über den Isolationspunkten liegen und aus Beton oder dergleichen bestehen können, gesichert wird. Diese Konstruktion hat den großen Vorteil, daß die Isolation des Bauwerkes gegen die Erde außerordentlich einfach wird, indem zwischen die Turmfüße und das Fundament geeignete Isolationskörper eingeschoben werden. Diese Isolationskörper werden nur auf Druck beansprucht und erhalten sehr einfache Formen, was für ihre Lebensdauer und ihre Herstellung sehr vorteilhaft ist. In Fig. 2 ist diese Anordnung beispielsweise dargestellt. Es ist *A* der Turm, dessen Füße auf den Fundamenten *b* aufruhen. Um ein Kippen zu verhindern, sind die Turmfüße mit den aus Beton bestehenden Belastungskörpern *a* beschwert. Zwischen die Füße und die Fundamente sind jeweils Körper aus Glas oder dergleichen — mit *c* bezeichnet — eingefügt, die die Isolation des Bauwerkes gegen die Erde darstellen. Verankerungen oder Absteifungen durch Spannseile oder dergleichen kommen bei der vorliegenden Konstruktion nicht zur Verwendung.

Ein Variometer für Großstationen der drahtlosen Telegraphie hat sich die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin durch D. R. P. Nr. 284353 schützen lassen. Bei Großstationen nehmen die Selbstinduktionsspulen beträchtliche Größen und Gewichte an, deren Beherrschung in mechanischer und elektrischer Beziehung mit Schwierigkeiten verknüpft ist. Insbesondere erreichen die reinen Konstruktionselemente Abmessungen, die sowohl den Aufbau als auch besonders die Bedienung sehr erschweren und auch in elektrischer Beziehung große Verluste bedingen. Ferner erfordern die Variometer nach den bisherigen Herstellungsweisen einen großen Bodenflächenbedarf, der die Kosten der Stationshäuser beträchtlich beeinflußt. Diese Nachteile sollen durch die Anordnung nach D. R. P. Nr. 284353 beseitigt werden. Fig. 3 zeigt eine Vorderansicht und Fig. 4 eine Seitenansicht dieses Variometers; es besteht aus zwei Spulen 1 und 2, die parallel zueinander angeordnet sind, und deren Abstand zwecks Veränderung der Selbstinduktion verändert werden kann. Die Spulen sind an Schnüren oder Drähten 3 aufgehängt unter Zwischenschaltung von Zugisolatoren 4. Das obere Ende der Tragseile 3 ist zu Ketten 5 geführt, die über Kettenräder 6, 7 laufen. Der Antrieb der Variometerspule geschieht von einem zentralen Kegelrad 8 aus, das durch ein Handrad angetrieben wird und mit Hilfe einer Anzahl darin ein-

greifender kleiner Kegelräder 9 Wellen 10 antreibt, auf denen die obenerwähnten Kettenräder 7 sitzen. Zur genauen Einstellung der Parallellage der beiden Spulen 1 und 2 sind in die Seile 3 Spannschrauben 11 eingeschraubt. Ein Vorteil dieser Anordnung liegt darin, daß die eine Spule die Ausbalancierung für die andere bildet, so daß die besondere Anbringung mechanischer Gegengewichte sich erübrigt

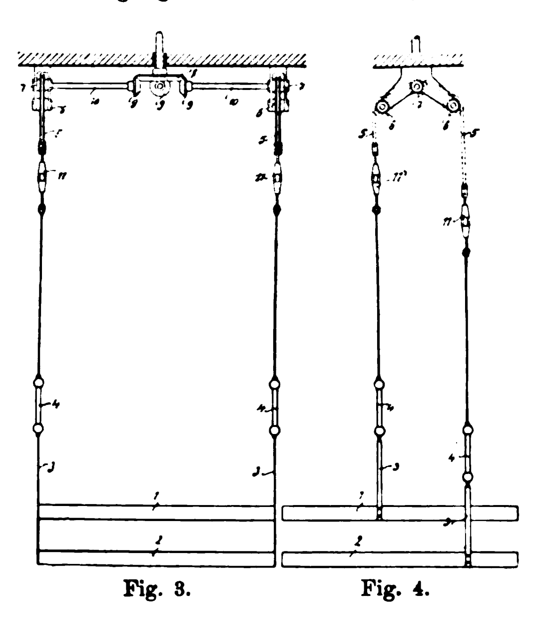
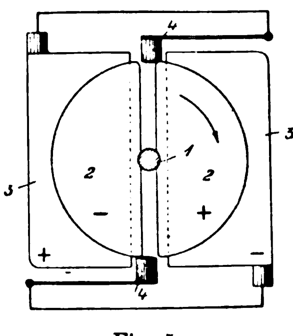


Fig. 3. Fig. 4.

und damit die Verluste fortfallen, die diese Gegengewichte in mechanischer und elektrischer Beziehung im Gefolge haben. Die Anordnung hat ferner den Vorteil einer sehr schnellen, leichten und präzisen Selbstinduktionsänderung, so daß ein schnelles und genaues Abstimmen möglich ist. Sie ermöglicht ferner die Anwendung von Zugisolatoren unter vollständiger Vermeidung von Druck- oder Stützisolatoren, die bekanntlich weniger leicht und weniger einfach sind und in bezug auf Gewichts- und Raumverhältnisse viel kleinere Beanspruchungen ertragen können. Schließlich ermöglicht diese Anordnung es, das Variometer in beliebiger Höhe und an beliebiger Stelle, beispielsweise im Maschinensaal, aufzuhängen, ohne dessen Bodenfläche in Anspruch zu nehmen, und zwar in einer solchen Entfernung von allen übrigen Gegenständen, daß ihr elektrisches Feld nicht beeinflußt wird.

Dieselbe Gesellschaft hat sich durch D. R. P. Nr. 282670 einen

Drehkondensator mit je zwei Sätzen voneinander isolierter fester und beweglicher Platten schützen lassen. Für Anlagen der drahtlosen Telegraphie werden Kondensatoren häufig dazu benutzt, um die einzelnen Selbstinduktionsstufen zu überbrücken; infolgedessen wird nur derjenige Teil ihres Variationsbereiches benötigt, der von der Mindestkapazität zur Höchstkapazität anwächst, nicht dagegen derjenige Teil, der von der Höchstkapazität zur Mindestkapazität abfällt. Das D. R. P. Nr. 282670 betrifft nun einen Kondensator, der diesen Forderungen gemäß gebaut ist, und bei dem zu diesem Zwecke beim Erreichen des Höchstwertes der Kapazität — wenn bei beiden Kondensatorhälften sich Platten verschiedenen Potentials vollständig gegenüberstehen — die jeweiligen Platten desselben Satzes kurzgeschlossen werden, so daß



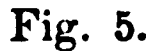


Fig. 5.

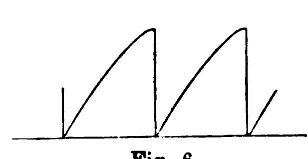


Fig. 6.

die Kapazität plötzlich auf den Mindestwert sinkt, um dann beim Weiterdrehen allmählich zum Höchstwert wieder anzusteigen. In Fig. 5 ist ein solcher Drehkondensator dargestellt, und Fig. 6 zeigt die Veränderung seiner Kapazität. An einer Drehachse 1 aus isolierendem Material sind zwei Aggregate von Platten 2 befestigt, die die beweglichen Kondensatorplatten bilden. Die Platten 2 greifen zwischen die festen Plattenaggregate 3 ein. In der gezeichneten Stellung sind von den beweglichen Platten 2 die linken negativ und die rechten positiv geladen, von den festen Platten 3 die linken umgekehrt positiv und die rechten negativ geladen. Der Kondensator hat demnach in dem gegenwärtigen Augenblick seine Höchstkapazität. Wenn man das bewegliche Plattenaggregat im Sinne des Pfeiles weiterdrehen würde, würde die Kapazität allmählich von dem Höchstwert auf den Mindestwert zurückfallen. Um eine Änderung gemäß der Fig. 6 zu bewirken, ist folgende Einrichtung getroffen: Mit den be-

weglichen Platten 2 sind zwei Kontaktstücke 4 dauernd in Berührung, von denen das eine mit dem positiven, das andere mit dem negativen festen Plattenaggregat in Verbindung steht. Im gegenwärtigen Augenblick sind durch diese Kontaktstücke 4 die positiv geladenen beweglichen Platten der rechten Gruppe mit den festen Platten gleichen Potentials der linken Gruppe geladen; es hat demnach der Kondensator, wie erwähnt, seine Höchstkapazität. Werden die beweglichen Platten 2 im Sinne des Pfeiles nunmehr weitergedreht, so werden die festen und beweglichen Platten desselben Aggregates miteinander kurzgeschlossen, und es sinkt infolgedessen die Kapazität plötzlich vom Höchstwert auf den Mindestwert gemäß dem Diagramm nach Fig. 6. Bei weiterer Drehung im Sinne des Pfeiles wächst nunmehr die Kapazität wieder zu dem Höchstwert an, um dann plötzlich wieder auf den Mindestwert herunterzufallen. In der Mittellage berührt das Kontaktstück 4 die beiden voneinander isolierten Platten 2 gleichzeitig. Es ist dieses ein kleiner Nachteil, der aber für die Praxis ohne jede Bedeutung ist und sich eventuell durch geeignete Vorrichtungen leicht beseitigen läßt.

Das D. R. P. 285424 derselben Gesellschaft betrifft ein Verfahren zur Herstellung von Spulen für Sendestationen; das Verfahren besteht darin, daß das Kupferband vor seinem Aufwickeln zur Spule mit Einschnitten, Öffnungen u. dgl. versehen wird, deren Abstände voneinander den verschiedenen Radien der Spulenwindungen entsprechend gewählt sind und die im Verein mit entsprechenden Stegen, Nuten u. dgl. am sternförmigen Spulengestell dazu dienen, zwangläufig die Lage der einzelnen Spulenwindungen beim Wickeln zu ergeben und die Verschiebung der einzelnen Windungen nach dem Wickeln zu verhindern; die Spulenwindungen werden dabei zwischen Unterlagsstücken aus unverbrennlichem Isoliermaterial, wie Porzellan, Glas u. dgl. gehalten, die mit Einschnitten versehen sind, die, für verschiedene Radien der Spulenwindungen passend, die Verschiebung der Windungen in radialer Richtung verhindern und die ferner mit Querstegen versehen sind, in die die Spulenwindungen mit Einschnitten eingreifen, wodurch die Lage der Spulenwindungen senkrecht zu der radialen Richtung gesichert wird, ohne daß ein Einklemmen der Spulenwindungen zwischen den Unterlagsstücken erforderlich wäre.

Eine Selbstinduktionsspule mit Gleitkontakt für funkentelegraphische Anlagen betrifft das D. R. P. 285055 der Deutschen Telephonwerke G. m. b. H. in Berlin; bei dieser ist die vom Gleitkontakt eingeschaltete Spulenlänge auf einer Skala ablesbar, welche auf einem

Bande (aus Papier, Gewebe u. dgl.) angebracht ist, das von der Bewegungswelle des Gleitkontaktes aus eingestellt wird. Dieses Band läuft einerseits um die den Gleitkontakt antreibende Welle, andererseits um Rollen, welche außerhalb des Strahlungsraumes der Spule in den Ecken des Spulenstirnbrettes angeordnet sind. Wenn die Spule eine flache Spirale mit radial auf einem drehbaren Arm beweglichen Gleitkontakt bildet, kann die Anordnung so getroffen sein, daß das die Skala tragende Band mit dem einen Ende auf der Bewegungswelle des Gleitkontaktes, mit dem anderen Ende auf einer außerhalb des Strahlungsraumes der Spule liegenden Rolle aufläuft und sich auf der Rolle sowie der Welle übereinander aufwickelt, wobei die Dicke des Bandes derart ist, daß bei der Bewegung des Gleitkontaktes auf den Außenwindungen der Spirale entsprechend größere Strecken des Bandes pro Umdrehung auflaufen, zum Zwecke, eine gleichmäßige Teilung auf dem Band zu erhalten. Anstelle des Meßbandes selbst kann auch eine daran angehängte Darmsaite o. dgl. vorgesehen sein, die auf die Welle der Spule aufläuft, oder die Darmsaite einerseits und das Meßband andererseits können je einen Trieb für sich bilden, wobei die Spulenwelle den Darmsaitentrieb und durch diesen den Meßbandantrieb bewegt.

Dr. G. Leithäuser und Dr. Rudolf Hase in Hannover haben sich durch D.R.P. 282708 eine Empfangsanordnung für drahtlose Telegraphie schützen lassen. Bekannt ist die Benutzung von Elektronen, die aus glühenden Elektroden oder aus ähnlichen auf hoher Temperatur befindlichen Stoffen emittiert werden, zu Empfangszwecken der drahtlosen Telegraphie oder elektrischer Wellen. Derartige Verwendung der Auslösung von Elektronen stößt auf mancherlei praktische Schwierigkeiten, die in der Konstanthaltung des Gasdruckes, der chemischen Beschaffenheit des Gases, der Zerstäubbarkeit des glühenden Materials und ähnlichen Dingen bestehen. Leithäuser und Hase umgehen nun diese Übelstände dadurch, daß sie nur Elektronen benutzen, die photoelektrisch ausgelöst werden. Hierdurch wird es gleichzeitig in erhöhtem Maße möglich, die photoelektrisch ausgelösten Elektronenströme zur Auslösung von Fremdenergie zu benutzen, indem dieselben longitudinal durch ein elektrisches Hilfsfeld beschleunigt werden, wodurch ihre Energie ausreicht, ein gewöhnliches Relais zu betätigen. Ferner ist es in einfacher Weise möglich, durch Regulierung der einfallenden Lichtmenge den Photostrom zu variieren, so daß hierdurch eine günstige Empfindlichkeit einstellbar wird. Eine weitere Steigerung der Empfindlichkeit wird dadurch möglich, daß die Geschwin-

digkeit des ausgelösten Photostromes so durch Hilfsfelder einreguliert wird, daß die Ablenkung derselben den günstigsten Wert erlangt. In Fig. 7 ist eine solche Empfangsanordnung dargestellt. *K* ist die lichtempfindliche Kathode, aus welcher durch seitlich in das Rohr *F* einfallende Lichtstrahlen Elektronen emittiert werden. Diese werden durch eine zwischen der Kathode *K* und der Drahtnetzelektrode *D*

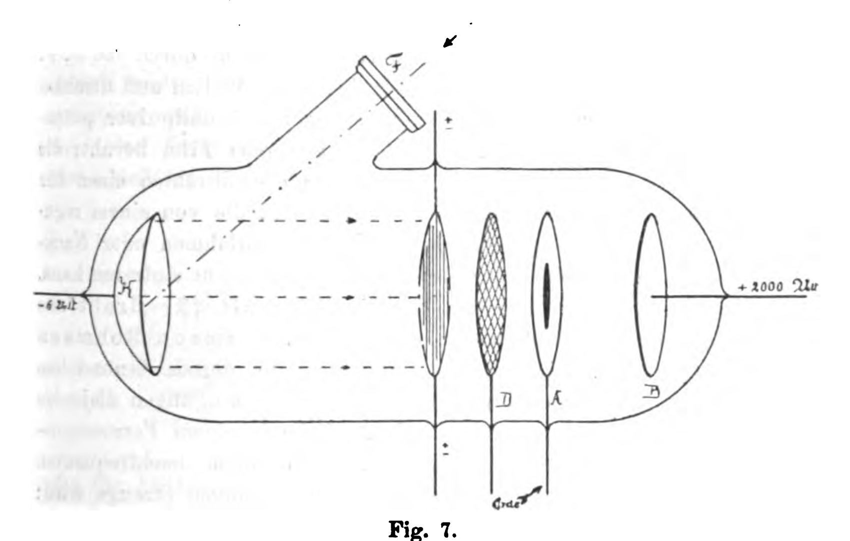


Fig. 7.

liegende Spannungsdifferenz auf geeignete Geschwindigkeit gebracht. Zwischen den erwähnten Elektroden tritt die Beeinflussung der Elektronen durch das zu untersuchende Wechselfeld ein. Hinter der Drahtnetzelektrode *D* fallen die Elektronen im unbeeinflußten Zustand in einen mit einer hohen Hilfsspannung geladenen Kondensator *R*, *B* in Richtung der Kraftlinien ein und erlangen infolgedessen eine hohe Geschwindigkeit, die durch Stoßionisation eine stärkere elektrische Strömung zwischen den Elektroden auslösen kann. Je nach der Stärke des Ablenkungsfeldes schwankt dieser ausgelöste Strom.

Das D. R. P. 282314 von Nicholas J. Jeffries in Atlantic City, New Jersey, V. St. A. betrifft eine zusammenklappbare Antenne für drahtlose Telegraphie und Telephonie. Bei dieser wird der Antennendraht von Tragkabeln gehalten, die zwischen zwei Endstücken vorgesehen sind; die wesentlichen Merkmale dieser Antenne bestehen darin, daß der Antennendraht in Form einer Spirale um die Tragkabel in ihrer Gesamtheit gewunden und mit diesen auf einen kleinen

Raum zusammendrückbar ist, wobei die Tragkabel gleitend durch die Endstücke hindurchgehen und an ihren Enden mit einem gemeinsamen Isolator verbunden sind. Die Antenne kann sowohl als Sender wie als Empfänger benutzt und ohne eigens dazu ausgebildeten Träger in irgendeiner gewünschten Stellung mittels der Isolatoren an einem geeigneten Gegenstande, wie an einem Baume o. dgl., leicht aufgehängt und ebenso leicht abgenommen und wieder zusammengeklappt werden.

Georg M. von Hassel in Berlin hat sich durch D. R. P. Nr. 283514 einen Registrierapparat für elektrische Wellen und Strahlen schützen lassen, der auf der Wirkung einer mit Metallpulver präparierten Platte auf eine lichtempfindliche Platte oder Film beruht; die Anordnung ist so getroffen, daß die Wellen oder Strahlen einen für sie durchlässigen Schlitz oder ein Filter passieren, die von einem regulierbaren Uhrwerk so bewegt werden, daß ein Erlahmen oder Nachlassen der Empfindlichkeit der Metallpulverschicht nicht eintreten kann.

Das D. R. P. Nr. 283805 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin und des Dr. Hermann Rohmann in Straßburg i. Els. betrifft einen Magnetdetektor, dessen Kennzeichen darin bestehen, daß zum Nachweis elektrischer Schwingungen diejenige remanente Magnetisierung benutzt wird, welche in einem Ferromagnetikum erzeugt wird, wenn sich dasselbe in einem hochfrequenten Wechselmagnetfeld befindet, das von zwei Schwingungen erzeugt wird; dabei sollen die Frequenzen der beiden Schwingungen im Verhältnis 1:2 stehen, wobei die Maximalamplitude so schwach gewählt wird, daß die Magnetisierung nur bei diesem Frequenzverhältnis bzw. bei dem reziproken eintritt.

Die Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin hat sich durch D. R. P. Nr. 283932 einen Kontaktdetektor für elektrische Schwingungen schützen lassen, welcher unabhängig von der Temperatur und unabhängig von der Lage des Detektors stets gleichmäßig wirksam bleibt. Dies wird dadurch erreicht, daß innerhalb eines metallischen Gehäuses von beliebiger Form eine der inneren Form des Gehäuses entsprechende innere Elektrode aus für Detektoren geeignetem Material angeordnet ist, derart, daß sie nach allen Seiten frei beweglich ist, wobei der erforderliche Kontaktdruck durch das Gewicht der inneren Elektrode unveränderlich bestimmt wird. Fig. 8 zeigt eine schematische Ausführungsform, während in Figg. 9 und 10 eine Spezialausführung dieses Detektors im teilweisen Schnitt und Draufsicht dargestellt ist. Nach der Fig. 8 ist in einem als Gegenelektrode benutzten kugelförmigen Metallgehäuse eine kugelförmige Elektrode aus

einem für Detektoren geeigneten Material eingeschlossen. Das für den Auflagedruck günstigste Gewicht der inneren Elektrode wird durch Messungen festgestellt, und der innere Durchmesser des Metallgehäuses wird um ein geringes größer gewählt als der Durchmesser der inneren Elektrode. Der Stromkreis wird einmal an das Gehäuse und das andere Mal isoliert an die innere Elektrode angeschlossen und mit Steckkontakten oder Klemmstücken in an sich bekannter Weise verbunden. Es ist ohne weiteres ersichtlich, daß bei einem solchen Detektor weder Temperaturunterschiede noch Verschiedenheit der Einschaltung eine Rolle spielen, so daß der Detektor in jeder Lage und bei jeder Temperatur wirksam bleibt. Eine solche Ausführungsform des Detektors ist in der Praxis nicht immer möglich, zumal dort, wo

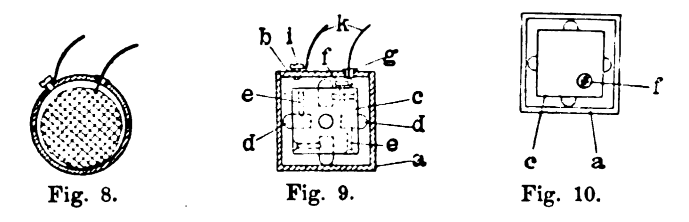


Fig. 8. Fig. 9. Fig. 10.

das für Detektoren geeignete Material sich schwer bearbeiten läßt oder in den erforderlichen Größen nicht erhältlich ist. In solchem Falle benutzt man zweckmäßig ein leicht zu bearbeitendes Metall als Fassung für die an mehreren Stellen angeordneten empfindlichen Kontaktteile. In Fig. 9 und 10 ist eine derartige Ausführungsform schematisch dargestellt. In einem würfelförmigen Gehäuse *a*, welches durch einen Deckel *b* leicht lösbar verschlossen wird, ist die innere Elektrode, bestehend aus dem metallischen Fassungsstück *c* in Würfelform und den Kontaktteilen *d* aus für Detektoren geeignetem Material angeordnet. Das Gewicht des Fassungsstückes *c* ist derart gewählt, daß der dadurch verursachte Auflagedruck die größte Empfindlichkeit des Detektors gewährleistet. Die empfindlichen Kontaktstellen *d* ragen so weit aus dem Fassungsstück *c* heraus, daß nur eine geringe Beweglichkeit der inneren Elektrode möglich ist. Durch die Schrauben *e* werden die Kontaktteile in dem Fassungstück fixiert. Der Stromkreis wird einerseits von der inneren Elektrode von der Klemmschraube *f* durch die Isolationsbüchse *g* und andererseits von der äußeren Elektrode (Klemme *i*) durch die Zuleitungen *k* an geeignete Steck- oder Klemmkontakte geführt. Um ein etwaiges Klemmen der inneren Elektrode

zu verhindern, kann sie an den Würfelkanten mit Führungsleisten aus Isolationsmaterial versehen werden, welche jedoch so zu bemessen sind, daß durch sie der Kontaktschluß nicht behindert wird.

Das D. R. P. Nr. 283186 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie G. m. b. H. in Berlin betrifft ebenfalls einen Detektor für elektrische Schwingungen, dessen wellenempfindliche Berührungsstelle einerseits aus einer Elektrode aus einem wellenempfindlichen Material, wie beispielsweise Silicium, Rotzinkerz, Bleiglanz o. dgl., und andererseits aus einer Elektrode aus einer gespannten Saite besteht. Durch mehr oder minder straffe Spannung der Saite läßt sich der Berührungsdruck sehr fein einstellen, wodurch leicht das Maximum der Empfindlichkeit ermittelt werden kann. Da es bei den Kristalldetektoren nicht allein auf den Berührungsdruck, sondern auch auf die

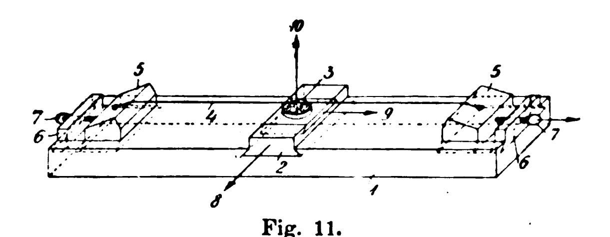


Fig. 11.

Berührungsstelle ankommt, bietet die angegebene Konstruktion noch den Vorteil, daß man durch seitliches Verschieben des Berührungspunktes in der Lage ist, die empfindlichste Stelle der Kristalloberfläche aufzusuchen und bei Zerstörung des Berührungspunktes durch Überlastung des Detektors diesen leicht zu ändern. In Fig. 11 ist ein Ausführungsbeispiel des Detektors dargestellt. Auf ein Grundbrett 1 ist mit Hilfe eines Kreuzschlittens 2 das in an sich bekannter Weise schneidenförmig ausgebildete wellenempfindliche Material 3 aufgesetzt. Die Saite 4 wird mit Hilfe der Stege 5 über die Schneide des wellenempfindlichen Materials hinweggespannt. Zur Regulierung der Spannung der Saite dient die Schlittenführung 6 mit der Regulierungsschraube 7. Der größeren Übersichtlichkeit wegen sind die Bewegungsschrauben für den Kreuzschlitten 2 nur durch die Pfeile 8, 9 angedeutet. Es kann ferner noch eine vertikale Verstellbarkeit der Schneide 3 (durch Pfeil 10 angedeutet) vorgesehen werden. Man kann auch die Schneide nicht in der Mitte, sondern auf ein Drittel der Länge der ganzen Saite anordnen. Schließlich ist es noch vorteilhaft, die Saite auf einer oder auf beiden Seiten der Schneide zu dämpfen.

Dieselbe Gesellschaft hat sich durch D. R. P. Nr. 285279 ein Empfangsverfahren für drahtlose Telegraphie schützen lassen, bei dem zur Erzielung elektrischer Schwebungen an der Empfangsstelle eine Hilfsschwingung benutzt wird. Es sind Empfangsverfahren in der drahtlosen Telegraphie bekannt, bei denen durch die Wechselwirkung zwischen den aufgefangenen Schwingungen und einer an der Empfangsstelle erzeugten Hilfsschwingung von nahezu gleicher Frequenz Schwebungen hervorgerufen werden, wodurch musikalische Töne entstehen. Nach D. R. P. Nr. 285279 soll nun die Hilfsschwingung nicht die nahezu gleiche Frequenz wie die aufgefangenen Schwingungen haben, sondern vielmehr sich von der zu empfangenden Frequenz um ein Vielfaches unterscheiden. Es hat sich herausgestellt, daß auch in diesem Falle musikalische Töne erzeugt werden, sobald die Frequenz der Hilfsschwingung von dem Vielfachen bzw. Teilbetrag der zu empfangenden Schwingung um einen geringen Betrag abweicht. Die Verwendung mehrfach verschiedener Frequenzen bei der Erzeugung von Schwebungstönen für den Empfang elektrischer Schwingungen soll gegenüber der Benutzung nahezu gleicher Frequenzen eine Reihe von technischen Vorteilen aufweisen. In der Patentschrift sind folgende Vorteile geltend gemacht. Benutzt man zur Erzeugung der Schwingungen auf der Empfangsstation, die mit den empfangenen Schwingungen in Interferenz gebracht werden sollen, Lichtbogengeneratoren, so ist es vorteilhaft, diesen eine Frequenz zu geben, die erheblich kleiner ist als die empfangene Frequenz, denn die Unregelmäßigkeiten in der Schwingungserzeugung eines Lichtbogensenders treten um so weniger hervor, je größer die Wellenlänge ist. Man wird also um so reinere Töne erhalten, je geringer man die Frequenz des Lichtbogenerzeugers wählen kann. Handelt es sich darum, die von Funkensendern erzeugten gedämpften Schwingungszüge zu empfangen, so würde, wenn die Frequenz der an der Empfangsstelle erzeugten Schwingung kleiner oder annähernd gleich der Frequenz der empfangenen Schwingung ist, ein reiner Ton jedenfalls nicht zustande kommen, wenn die Dämpfung der empfangenen Schwingungen nicht gerade ganz ungewöhnlich schwach ist, denn während eines Wellenzuges der empfangenen Schwingungen würde eine genügende Interferenzwirkung kaum zustande kommen, die einen Anstoß auf die Telephonmembran bewirken würde. In diesem Fall ist es aber besonders vorteilhaft, den am Empfänger erzeugten Schwingungen eine um ein nahezu Mehrfaches höhere Frequenz zu geben, als die empfangenen Schwingungen besitzen, denn dann hat man um so eher die Möglichkeit, während

des Abklingens eines Wellenzuges des gedämpften Senders eine oder mehrere volle Schwebungen zu erzeugen und damit die Telephonmembran in Form eines reinen Tones zum Ansprechen zu bringen, während im anderen Falle nur Geräusche wahrnehmbar sein würden.

Das D. R. P. Nr. 282 534 von Dr. Alexander Pflüger in Bonn betrifft eine Vorrichtung zum Empfang funkentelegraphischer Signale. Sie bezweckt jede Haushaltung, die an das Staatstelephon oder an eine andere, frei durch die Luft führende isolierte Drahtleitung angeschlossen ist, ohne Errichtung kostspieliger Antennen in den Stand zu setzen, beispielsweise das funkentelegraphische Zeitsignal unter den Bedingungen der Postverwaltung abzuhören. Zu diesem Zweck wird die betreffende isolierte Drahtleitung innerhalb des Hauses auf eine geeignete Strecke mit einer Metallumhüllung versehen. Z. B. kann über die Doppelleitung des Staatstelephons ein dünnes, eventuell der Länge nach aufgeschlitztes Metallrohr geschoben werden, oder die Leitung wird mit Metallfolie oder dünnem Draht spiralig umwickelt o. dgl. Wo die Leitung durch von der Erde isoliertes Bergmannrohr o. dgl. geführt ist, genügt dies vorhandene Rohr. Die Metallumhüllung wird darauf mit einem Apparat zur Aufnahme funkentelegraphischer Signale, der etwa den Bedingungen der Reichspost entsprechen muß, leitend verbunden. Die durch ihr Isoliermittel oder durch ein eventuell aufgebrachtes besonderes Isoliermittel von der Metallumhüllung isolierte, ins Freie führende Drahtleitung wirkt nunmehr als Antenne, welche durch die Metallumhüllung mit dem Aufnahmeapparat gekoppelt ist. Die Metallumhüllung ist, wie leicht ersichtlich, ohne den mindesten Einfluß auf die sonstige Funktion und Betriebssicherheit der Drahtleitung. Um die Kosten der Anlage noch weiter zu verbilligen, kann der vorhandene Telephonhörer des Postapparates mit dem Aufnahmeapparat durch geeignete und bekannte Schaltungen verbunden und eventuell der Aufnahmeapparat mit dem Telephongehäuse zu einem Ganzen verbunden werden.

Dr. Max Dieckmann in Gräfelfing b. München hat sich durch D. R. P. Nr. 283 385 ein Verfahren zur drahtlosen Ortsbestimmung einer beweglichen Sendestation schützen lassen. Bei den bisher bekannt gewordenen Verfahren zur Ortsbestimmung einer beweglichen drahtlosen Station gaben die festen Stationen gerichtete Sendezeichen, wobei die bewegliche Station diese empfing und daraus die Richtung und ihre eigene örtliche Lage bestimmte. Nach D. R. P. Nr. 283 385 gibt umgekehrt die bewegliche Station ungerichtete Sendezeichen, und die feste Station empfängt diese Zeichen gerichtet und stellt daraus

die Richtung und den Ort der beweglichen Station fest. Das Verfahren besteht darin, daß eine feste Station mit einem Empfänger ausgerüstet ist, dessen Empfangswirkung gerichtet ist, wobei die Richtungsebene gedreht wird. Man kann hierzu entweder eine Empfangsanordnung nach Bellini-Tosi wählen oder einen einfachen Empfänger, der mittels Kontakteinrichtung nacheinander mit verschiedenen, in Form einer Windrose angeordneten gerichteten Empfangsantennen verbunden wird. Die bewegliche Station, deren Ort festgestellt werden soll, gibt dann ungerichtete Signale, und die feste Station bestimmt die Richtung, in welcher die Signale am stärksten bzw. am schwächsten ankommen. Um nun den Ort der beweglichen Station festzustellen, muß — nachdem der Richtstrahl festgelegt ist — noch die Entfernung auf dem Richtstrahl bestimmt werden. Dies wäre ohne weiteres möglich, wenn die Intensität der beweglichen Sendestation für verschiedene Entfernungen bekannt wäre. Man muß daher die Intensität derselben in bestimmten Abständen messen und die Werte dieser Intensitäten an der Empfangsstelle zur Hand haben. In dieser einfachen Weise ist die Messung jedoch nicht möglich, weil die Abnahme der Empfangsintentität nicht nur von der Entfernung und Energieausbreitung bedingt ist, sondern auch von der Absorption unterwegs. Letztere ist aber abhängig von der Witterung, besonders von der Helligkeit. Diese ändert sich aber teils periodisch, teils unregelmäßig in kleinen und großen Intervallen um große Beträge. Bei dem Verfahren von Dieckmann wird nun zur Feststellung der Entfernung bzw. der Absorption eine zweite feste Sendestation installiert und die augenblicklich herrschende Intensität bzw. Absorption nach der festen Empfangsstation im Augenblick der Ortsbestimmung festgestellt und für die Ausrechnung der Entfernung des beweglichen Senders benutzt. Diese Hilfssendestation darf natürlich nicht zu nahe an der festen Empfangsstation liegen, vielmehr muß ihre Entfernung etwa von gleicher Größenordnung sein wie diejenige zwischen der beweglichen Sendestation und der Empfangsstation. Bei diesem Verfahren ist ferner auch die genaue Messung der Empfangslautstärke für die Genauigkeit der Ortsbestimmung von ausschlagebender Bedeutung. Die sonst übliche Parallel-Ohmmessung, d. h. die Bestimmung desjenigen Parallelwiderstandes zum Telephon, wo die Signale gerade unhörbar werden, reicht bezüglich Genauigkeit nicht aus. Die Lautstärkebestimmung erfolgt vielmehr in vorteilhafter Weise durch einen variablen, geeichten kleinen Hilfssender, welcher in der festen Empfangsstation installiert ist. Werden die Intensitäten der ankommenden Zeichen mit dem Ton auf-

genommen, so muß dieser Hilfssender natürlich auch ein Tonsender sein, und zwar von möglichst gleicher Tonhöhe und Klangfarbe wie die ankommenden Signale. Hat nach dem vorstehend beschriebenen Verfahren die feste Station den Ort des beweglichen Senders (z. B. Luftschiffes) bestimmt, so kann sie dies der beweglichen Station auf funkentelegraphischem Wege mitteilen.

Das D. R. P. Nr. 284643 der Signal-Gesellschaft m. b. H. in Kiel betrifft ein Verfahren zur drahtlosen Telegraphie oder Telephonie mittels Stromlinien-Fernwirkung. Es besteht darin, daß an der Senderstelle unter Verwendung mehrerer Gruppen von Erdungen, denen Strom verschiedener Phase zugeführt wird, ein sich drehendes Stromlinienfeld erzeugt wird, und daß am Empfänger ebenfalls mehrere Gruppen von Erdungen benutzt werden, an denen die einzelnen ankommenden Stromenergien zu einer Wirkung vereinigt werden.

Eine Vorrichtung zur verstärkten Weitergabe von ankommenden Stromänderungen, z. B. von Signalen in funkentelegraphischen oder drahtlosen Anlagen betrifft das D. R. P. Nr. 283888 der Bell Telephone Manufacturing Company (Société Anonyme) in Antwerpen (Belgien). Bei dieser Vorrichtung wird ein elektromagnetischer Empfänger und ein nach Art eines Mikrophons eingerichteter Sender verwendet, und zwar sind Empfänger und Sender in einem gemeinsamen Gehäuse derart angebracht, daß der Empfänger von außen her in der jeweils erforderlichen Weise zum Sender einreguliert werden kann, während der als Einheit ausgebildete Sender leicht auswechselbar in dem Gehäuse befestigt ist, zum Zwecke, Sender mit Membranen von verschiedener Schwingungszahl verwenden und den Empfänger zu dem jeweils verwendeten Sender einstellen zu können. Dabei besteht das zur Aufnahme des Empfängers und Senders dienende gemeinsame Gehäuse aus einem Unterteil mit einem röhrenförmigen Aufsatz, in dessen Innerem unten der einstellbare Empfänger befestigt ist, während in die obere Öffnung der Sender eingesetzt ist und darin durch eine leicht entfernbare, sowohl zur Lagesicherung als auch zum Kontaktanschluß dienende Haltevorrichtung festgehalten wird. Ferner ist der Empfänger mit einem beweglichen Polstück versehen, das mittels eines zweckmäßig im Unterteil des gemeinsamen Gehäuses untergebrachten Getriebes von der Außenseite des Gehäuses her zum Sender bzw. zu einem an der Membrane des Senders angebrachten Stifte eingestellt werden kann.

Das D. R. P. Nr. 283272 von Friedrich Dyrna in Pola, Österreich, betrifft eine Einrichtung zum Doppelsprechen für drahtlose Tele-

graphie, d. h. eine Einrichtung zur gleichzeitigen Abgabe zweier Depeschen bei Stationen für drahtlose Telegraphie mittels einer einzigen, mit einem Hochfrequenzgenerator für ungedämpfte Wellen verbundenen Antenne. Die beiden gleichzeitig abzugebenden Depeschen werden durch Wellenzüge mit verschiedener Wellenlänge hervorgebracht, und zwar wird die Verschiedenheit der Wellenlänge in bekannter Weise durch Verstimmen der Antenne mittels Änderung der elektrischen Größen derselben, wie Kapazität oder Selbstinduktion, hervorgebracht. Bei der Einrichtung nach dem D. R. D. Nr. 283272 wird diese Änderung durch die beiden Geberapparate und eine Schaltvorrichtung in der Weise bewirkt, daß die Betätigung einer Gebertaste die zu beeinflussenden elektrischen Teilgrößen an die Schaltvorrichtung anlegt, welche in ähnlicher Weise wie ein Kollektor arbeitet und den auszusendenden Wellenzug dadurch in eine Anzahl von Teilwellenzügen zerlegt. Diese rasch aufeinanderfolgenden Teilwellenzüge besitzen verschiedene Wellenlängen, je nachdem, ob nur einer der Geberapparate oder beide betätigt werden und dadurch abwechselnd verschiedene Teilgrößen der Antenne kurzgeschlossen bzw. die Kurzschlüsse wieder aufgehoben werden. Diese Wellenzüge bestehen im ersteren Falle aus dem ersten Geberapparat zugeordneten Wellen und den normal bei Ruhestellung ausgesandten Wellen (Hilfswellen) und im zweiten Falle abwechselnd aus den beiden Geberapparaten zugeordneten Wellen. Da die Empfangsapparate z. B. elektrolytische Zellen o. dgl., mit entsprechend abgestimmten Schwingungskreisen versehen sind, so ist es klar, daß jeder derselben nur auf die zugeordnete Wellenlänge bzw. Frequenz anspricht. Jedes Zeichen besteht jedoch, wie ersichtlich, aus einer Reihe von bestimmten Teilwellenzügen, die durch Teilwellenzüge anderer Art unterbrochen werden, so daß bei Empfang, etwa in einem Telephon, das betreffende Zeichen mit einem der Anzahl der Teilwellenzüge pro Sekunde entsprechenden Tone abgehört werden kann. Auf mittlere Wellenlängen, welche zwischen den den Empfängern bzw. Gebern zugeordneten Wellenlängen (Verkehrswellenlängen) liegen, kann keiner der Empfänger ansprechen. Es ist ersichtlich, daß auf diese Weise ein Doppelsprechen erzielt werden kann, welches ein sicheres Empfangen gleichzeitig abgesandter Depeschen ohne gegenseitige Störung gestattet. In Fig. 12 ist beispielsweise eine Ausführung einer solchen Einrichtung dargestellt; es bezeichnet S die Taste der einen, T die Taste der zweiten Gebereinrichtung für die gleichzeitige Abgabe von Depeschen. Eine Leitung A führt von einer Stelle a der Antennenselbstinduktion zum Achsenkontakte der einen Gebertaste S;

von einer zweiten Stelle *b* geht eine Leitung *B* zum Achsenkontakte der zweiten Gebertaste *T*; von einer dritten zwischen *a* und *b* gelegenen Stelle *c* geht eine Leitung *C* zum Ruhekontakte der Taste *S* und weiter zu einer Kontaktbürste *G*. Die drei Stellen *a*, *b* und *c* an der Antennenselbstinduktion müssen so gewählt werden, daß bei einem über zwei dieser Stellen erfolgenden Kurzschluß die Antenne

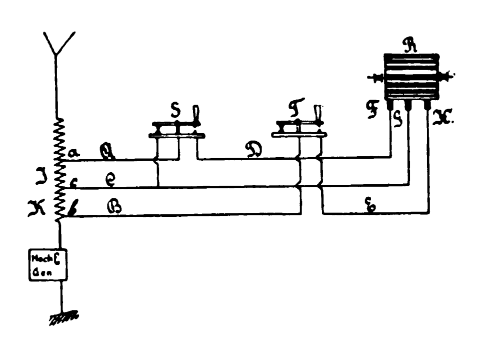


Fig. 12.

genügend stark verstimmt wird. Der Arbeitskontakt der Taste *S* ist ferner durch die Leitung *D* mit einer Kontaktbürste *F*, der Arbeitskontakt der Taste *T* durch die Leitung *E* mit einer Kontaktbürste *H* verbunden. Die drei Kontaktbürsten *F*, *G*, *H* liegen derart an einem rotierenden Unterbrecher *R* (welcher beispielsweise aus einer Isolierscheibe mit aufgesetzten Metallamellen besteht), daß sie gleichzeitig und in rascher Folge kurzgeschlossen werden.

(Eingesandt 20. Juni 1915.)

Anschrift des Verfassers: Gr. Lichterfelde bei Berlin, Roonstr. 12.

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

The Year Book of Wireless Telegraphy and Telephony 1915. Marconis Wireless Telegraph Company, London.

Deutsches Museum München, Verwaltungsbericht über das 11. Geschäftsjahr 1913/14. Druck von R. Oldenbourg in München.

M. Abraham, Theorie der Elektrizität. 2. Band: Elektromagnetische Theorie der Strahlung. 3. Aufl., 1915. Verlag B. G. Teubner, Leipzig. geb. M. 11.—

Elektroindustrie, VII, Nr. 11, 1. Juni, No. 12, 15. Juni 1915. Fachschriften-Verlag A.-G., Zürich.

H. Greinacher, Über Kathoden-, Röntgen-, Anoden- und Kanalstrahlen. Experimentalvorlesungen. Verlag W. Moeser Buchhandlung, Berlin S. 14. M. 2.—

Zeitsignal-Stationen, Sonderabdruck aus Naut. Jahrbuch für das Jahr 1914. Carl Heymanns Verlag, Berlin 1915. M. —.50

Gebr. Ruhstrat, (Göttingen), Liste F 1: Apparate für drahtlose Telegraphie. Prospekt: Ruhstrat-Lautstärkenmesser.

A. J. Balfour, Unsere heutige Weltanschauung. (Übersetzt von Dr. M. Ernst.) Verlag J. A. Barth, Leipzig 1915. 2. Aufl. M. 1.—

Literaturverzeichnis.

Alphaud, Gabriel, La Nature Nr. 2173, S. 340, 1915. L'Allemagne et la télégraphie sans fil.

Blondel, A., La Lum. Él. Nr. 19, S. 169, 1915. Analyse des réactions d'induits des alternateurs.

— Electrician 75, 344, 1915. The laws of induction (vgl. ebenda S. 402, 441, 442, 481|2, 520 Diskussion).

Burstyn, W., Ber. D. Phys. Ges. 17, 173, 1915. Das Ausschalten starker Ströme mit kleinem Kontaktwege, neue Erklärungen und Verfahren (vgl. auch „Die Naturwiss.", Heft 24, 1915).

Butterworth, S., Phil. Mag. Nr. 172, S. 578, 1915. On the coefficients of self and mutual induction of coaxial coils.

Culver, Charles A. u. Riner, John A., La Lum. Él. Nr. 19. S. 185, 1915. Radiotélégraphie sans antennes de grande hauteur (nach Electrical World 20. März 1915).

Darboux, Gaston, Rev. Sc. 52, 97, 1914. Henri Poincaré.

Dellinger, J. H., Ztschr. f. Instrumentenkunde 35, 116, 1915 (Ref. ü. Bull. Bur. of Stand. 10, 91, 1914), Hochfrequenz-Amperemeter.

Deutsch, Walther, Phys. Ztschr. 16, 138, 1915. Ein mechanisches Modell gekoppelter elektrischer Schwingungskreise.

Fleming, J. A., Electrician 75, 348, 1915. On the causes of ionisation of the atmosphere.

Fuller, L. F., Electrician 75, 154, 1915. Continuous waves in long-distance radiotelegraphy.

Grotian, Walter, Ann. Phys. 47, 141, 1915. Der Gleichstrom-Lichtbogen großer Bogenlänge.

Guyau, A., Journ. de Phys. Juni 1914, S. 480. Le récepteur téléphonique.

Herrmann, H., Untersuchungen über Hertzsche stehende Schwingungen in Luft. Halle 1913.

Hund, August, Electrical World, Nr. 21, S. 1300, 1915. Differential method for the determination of losses in coils.

Kamerase, Siegfried, Beiträge zur Kenntnis der Funkendämpfung in Kondensatorkreisen. Diss. Rostock 1915.

Kolster, Frederick A., Scientific Papers of the Bur. of Stand., Nr. 235, August 1914. A direct-reading instrument for measuring the logarithmic decrement and wave length of electromagnetic waves.

Langmuir, Irving, Electrician, 75, 240, 1915. The pure electron discharge and its application in radiotelegraphy and telephony.

Latour, Marius, Electrical World, Nr. 17., S. 1039, 1915. Considerations on the sensitiveness of the Heterodyne-Receiver in wireless telegraphy.

Ludewig, P., La Lum. Él., Nr. 19, S. 187, 1915. Essais de réception de radiotélégrammes par ballon libre (nach Schweiz. Elektrot. Ztschr.).

Marchant, E. W., Electrician 75, 267, 309, 1915. Methods of measuring the strength of wireless signals.

Masing, H. u. **Wiesinger, H.,** Physik. Ztschr. 16, 185, 1915. Über Löschvorgänge in Funkenstrecken.

Mattausch, Schweiz. Elektrot. Ztschr. 12, 137, 145, 153, 1915. Einige Vereinfachungen der arithmetischen Analyse von Wechselstromkurven.

Maurer, H., Elektrot. Ztschr., 36, 228, 1915. Die Dimensionen der elektrischen Maßeinheiten.

Pavlosky, M., La Lum. Él., Nr. 21, S. 217, 1915. Note sur l'accouplement des circuits oscillants désaccordés.

Reich, M., Elektrot. Ztschr. 36, 207, 1915. (Ref. über Phys. Ztschr. 14, 934, 1913). Quantitative Messungen der durch elektrische Wellen übertragenen Energie.

Riner, John A., s. Culver, Charles A.

Rogowski, W., Arch. f. Elektrot. 3, 264, 1915. Der Wechselstromwiderstand von langen Spulen aus Litze.

Round, H. J., Electrician 75, 314, 1915. Wireless telephony.

Schmidt, Karl, Elektrot. Ztschr. 36, 283, 1915. Die günstigste Polform bei Hochfrequenzmaschinen.

Silberstein, L., Proc. Roy. Sec. (A) 91, 170, 1915. Electromagnetic waves in a perfectly conducting tube.

Umschau, Nr. 22, S. 433, 1915. Sicherstellung der funkentelegraphischen Verbindung zwischen Deutschland und Amerika.

Wanach, B., Ztschr. f. Instrumentenkde., 35, 49, 1915. Beschreibung der funkentelegraphischen Empfangsstation des Kgl. Pr. Geodätischen Instituts in Potsdam.

Wenner, Frank u. **Weibel, Ernest,** Scientific Papers of the Bureau of Standards (Washington) Nr. 223, 1915. The testing of potentiometers.

Wiesinger, H., s. Masing, H.

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 10. 1915. Heft 2.

Über das Entstehen einwelliger Oszillationen in gekoppelten Oszillationskreisen.

Von B. Macků.

Die Polemik von Prof. G. W. O. Howe und Ing. J. F. J. Béthenod dreht sich um die Frage, ob in zwei gekoppelten Oszillationskreisen einwellige Oszillationen entstehen können oder nicht.[1]) Da ich mich vor längerer Zeit auch mit derselben Frage theoretisch beschäftigte und zu abweichenden Resultaten gelangt bin, wird es wahrscheinlich nicht ganz überflüssig sein, dieselben bekannt zu machen, da dieselben sicher den Kontrast zwischen den beiden Meinungen verkleinern werden.

Die Möglichkeit, daß ich andere Resultate bekommen könnte, liegt darin, daß ich auch die Dämpfungen in Betracht gezogen habe.[2])

Es ist zwar sicher, daß keine von den zwei entstandenen Oszillationen herausfallen kann, d. h. die Amplitude Null wird, oder mit

1) Electrician, 25. July, 22. August, 3. October 1913; Jahrb. 7, 535, 1913. Herr Prof. Macků bringt uns in einem Schreiben noch besonders zum Ausdruck, daß er mit der derzeitigen Diskussion im Jahrbuch übereinstimme, wonach die von Béthenod angegebenen Bedingungen für Einwelligkeit nicht richtig sind, er wünscht jedoch in dieser Arbeit die theoretische Möglichkeit der Einwelligkeit darzulegen, wenn die Versuche unter den richtigen, für die Einwelligkeit notwendigen (damals noch unbekannten) Bedingungen angestellt würden. Praktische Versuche hat Prof. Macků nicht gemacht. Wir verweisen auch auf die Artikel S. 143 u. S. 156 dieses Heftes. Die Redaktion.

2) Wie mir brieflich von Herrn Ing. J. Béthenod mitgeteilt wurde, war derselbe sich der großen Wichtigkeit der Dämpfungen bewußt; er hatte mir auch einen einfachen, auf die Möglichkeit der Einwelligkeit sich beziehenden, Beweis mitgeteilt. Derselbe ist in der Weise geführt, daß diejenigen Bedingungen festgestellt sind, unter welchen die determinerende Gleichung des Systemes durch Wurzeln mit durchweg identischen reellen Teilen befriedigt werden kann.

anderen Worten, daß der zeitliche Verlauf der Stromintensität immer die Form

$$i = A_1 e^{-\delta_1' t} \sin(\omega_1' t + \varepsilon_1') + A_2 e^{-\delta_2' t} \sin(\omega_2' t + \varepsilon_2')$$

haben muß, und daß A_1 und A_2 nur gleichzeitig Null sein können.

Es gibt aber noch einen anderen Weg, auf welchem nur einwellige Oszillationen entstehen können, und zwar wenn die Schwingungszahl beider Oszillationen gleich wird. Denn in diesem Falle wird die Stromintensität die Form haben:

$$i = (B_1 e^{-\delta_1' t} + B_2 e^{-\delta_2' t}) \sin(\omega' t + \varepsilon)$$

Solche Oszillationen unterscheiden sich von denjenigen, welche in einem einfachen Oszillationskreise entstehen nur durch die Form der Abnahme der Amplitude; die charakteristische Größe für eine einfache Oszillation, daß nämlich der Stromverlauf nur eine einzige Schwingungszahl hat, ist aber beibehalten, so daß man keinen wesentlichen Grund angeben kann, diese Oszillationen als eine einfache nicht anzusehen, besonders wenn man bedenkt, daß auch im einfachen Kreise wegen der Funkendämpfung die Abnahme der Amplitude nicht vollkommen nach einer Exponentialfunktion geschieht.[1])

Dasselbe gilt auch für den Fall, daß auch noch die Dämpfungen untereinander gleich sind, d. h. wenn

$$\delta_1' = \delta_2' = \delta'$$

ist. In diesem Falle gilt für die Stromintensität

$$i = (A + Bt) e^{-\delta' t} \sin(\omega' t + \varepsilon')$$

Es ist somit die Frage nach der Einwelligkeit der Oszillationen übergeführt an die, unter welchen Bedingungen

$$\omega_1' = \omega_2' = \omega'$$

beziehungsweise auch noch

$$\delta_1' = \delta_2' = \delta'$$

sein kann. —

Bezeichnet man

$$\omega_1'^2 = b_1' - \delta_1'^2 \qquad \omega_2'^2 = b_2' - \delta_2'^2$$

und mit b_1, b_2, δ_1, δ_2 die entsprechenden Größen für die nichtgekoppelten Kreise, und ist k der Koppelungskoeffizient, dann gelten für zwei induktiv gekoppelte Oszillationskreise die Relationen[2]):

1) Ein anderes Kriterium für die Einwelligkeit ist noch am Ende der Arbeit gegeben und diskutiert.

2) B. Mackû, Jahrb. 3, 330, 1910.

$$P' = 2(\delta_1' + \delta_2') = \frac{2(\delta_1 + \delta_2)}{1 - k^2} = \frac{P}{1 - k^2} \tag{1}$$

$$Q' = b_1' + b_2' + 4\delta_1'\delta_2' = \frac{b_1 + b_2 + 4\delta_1\delta_2}{1 - k^2} = \frac{Q}{1 - k^2} \tag{2}$$

$$R' = 2(\delta_1' b_2' + \delta_2' b_1') = \frac{2(\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1)}{1 - k^2} = \frac{R}{1 - k^2} \tag{3}$$

$$S' = b_1' b_2' = \frac{b_1 b}{1 - k^2} = \frac{S}{1 - k^2} \tag{4}$$

Führt man in diese Gleichungen ω_1' und ω_2' mit Hilfe der obigen Relationen ein, dann bekommt man:

$$2(\delta_1' + \delta_2') = P' \tag{1'}$$

$$\omega_1'^2 + \omega_2'^2 + (\delta_1' + \delta_2')^2 + 2\delta_1'\delta_2' = Q' \tag{2'}$$

$$2(\delta_1'\omega_2'^2 + \delta_2'\omega_1'^2 + [\delta_1' + \delta_2']\delta_1'\delta_2') = R' \tag{3'}$$

$$\omega_1'^2\omega_2'^2 + \delta_1'^2\omega_2'^2 + \delta_2'^2\omega_2'^2 + \delta_1'^2\delta_2'^2 = S' \tag{4'}$$

Sollen nun die einwelligen Oszillationen eintreten, dann muß

$$\omega_1'^2 = \omega_2'^2 = \omega'^2 \tag{5}$$

sein. Unter dieser Einschränkung gehen die Gleichungen (2′) und (3′) mit Berücksichtigung der Gleichung (1) über in:

$$2(\omega'^2 + \delta_1'\delta_2') = Q' - \left(\frac{P'}{2}\right)^2$$

$$\omega'^2 + \delta_1'\delta_2' = \frac{R'}{P'}$$

Sollen also die Bedingungen (5) gelten, dann muß die Relation

$$R' - \left(\frac{P'}{2}\right)Q' + \left(\frac{P'}{2}\right)^3 = 0 \tag{6}$$

bestehen.

Sollen die Dämpfungen der beiden Oszillationen gleich sein, d. h.

$$\delta_1' = \delta_2' = \delta'$$

dann bekommt man wieder aus denselben Gleichungen (2′), (3′) und (1′)

$$\omega_1'^2 + \omega_2'^2 = Q' - \frac{3}{2}\left(\frac{P'}{2}\right)^2$$

$$\omega_1'^2 + \omega_2'^2 = \frac{2R'}{P'} - \frac{1}{2}\left(\frac{P'}{2}\right)^2$$

also es muß wieder dieselbe Bedingung (6) wie früher gelten. Wenn also die Bedingung (6) erfüllt ist, dann sind entweder die Oszillationen

einwellig ($\omega_1' = \omega_2'$) oder sie haben eine gemeinschaftliche Dämpfung ($\delta_1' = \delta_2'$).[1] Es ist somit die Bedingung (6) für das Eintreten der einwelligen Oszillationen nicht hinreichend, und es handelt sich also noch darum, zu entscheiden, unter welchen weiteren Bedingungen bei der Gültigkeit der obigen Relationen der Fall der Einwelligkeit ($\omega_1' = \omega_2'$) und unter welchen der Fall der Gleichheit der Dämpfungen ($\delta_1' = \delta_2'$) eintreten wird.

Setzt man voraus, es wäre:

$$\omega_1' = \omega_2' = \omega'$$

dann wird aus Gleichungen (1′) und (3′)

$$\left.\begin{aligned} \delta_1' + \delta_2' &= \frac{P'}{2} \\ \omega'^2 + \delta_1'\delta_2' &= \frac{R'}{P'} \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

und die Gleichung (4′) gibt

$$\omega'^4 + (\delta_1'^2 + \delta_2'^2)\omega'^2 + \delta_1'^2\delta_2'^2 = S$$

also mit Hilfe der Gleichungen (7)

$$4\omega'^4 + \left[\left(\frac{P'}{2}\right)^2 - 4\frac{R'}{P'}\right]\omega'^2 = S' - \left(\frac{R'}{P'}\right)^2$$

oder

$$\omega'^2 = \frac{1}{2}\left\{\frac{R'}{P'} - \left(\frac{P'}{4}\right)^2 \pm \sqrt{S' + \left(\frac{P'}{4}\right)^4 - \frac{1}{2}R'\frac{P'}{4}}\right\} \quad (8)$$

Und aus den Gleichungen (7)

$$\delta_1'\delta_2' = \frac{1}{2}\left\{\frac{R'}{P'} + \left(\frac{P'}{4}\right)^2 \mp \sqrt{S' + \left(\frac{P'}{4}\right)^4 - \frac{1}{2}R'\frac{P'}{4}}\right\} \quad (9)$$

$$(\delta_1' - \delta_2')^2 = -2\left\{\frac{R'}{P'} - \left(\frac{P'}{4}\right)^2 \mp \sqrt{S' + \left(\frac{P'}{4}\right)^4 - \frac{1}{2}R'\frac{P'}{4}}\right\} \quad (10)$$

Es müssen aber alle Ausdrücke, welche in den Gleichungen (8), (9), (10) links stehen, positiv sein. Somit gibt in der Gleichung (10) (und allen übrigen) nur das obere (hier —) Zeichen die gesuchte Lösung. Außerdem muß in dieser Gleichung (10)

$$\sqrt{S' + \left(\frac{P'}{4}\right)^4 - \frac{1}{2}R'\frac{P'}{4}} > \frac{R'}{P'} - \left(\frac{P'}{4}\right)^2$$

---

1) Die hier aufgetretene Eigenschaft der Bedingung (6) wird sofort klar, wenn man in derselben P', Q', R' durch ω_1', ω_2', δ_1', δ_2' mit Hilfe der Gleichungen (1′), (2′), (3′) ausdrückt. Man bekommt dann:

$$R' - \left(\frac{P'}{2}\right)Q' + \left(\frac{P'}{2}\right)^3 = -(\delta_1' - \delta_2')(\omega_1'^2 - \omega_2'^2) = 0$$

Quadriert man diese Ungleichheit (was erlaubt ist, da beide Seiten immer positiv sind), dann resultiert die Bedingung

$$S' > \left(\frac{R'}{P'}\right)^2$$

Da aber auch $\delta_1' \delta_2'$ positiv sein muß, bekommt man ganz ähnlich noch eine zweite Bedingung und zwar:

$$S' < \left(\frac{R'}{P'}\right)^2 + R' \frac{P'}{4}$$

Es führt somit die Relation (6) zur Einwelligkeit der Oszillationen in dem Falle, daß die Ungleichheit

$$\left(\frac{R'}{P'}\right)^2 + R' \frac{P'}{4} > S' > \left(\frac{R'}{P'}\right)^2 \tag{11}$$

erfüllt ist. — Setzt man dagegen

$$\delta_1' = \delta_2' = \delta'$$

dann haben wir aus Gleichung (1′) und (3′)

$$\left.\begin{aligned} \delta' &= \frac{P'}{4} \\ \omega'^2_1 + \omega'^2_2 &= \frac{2R'}{P'} - 2\left(\frac{P'}{4}\right)^2 \end{aligned}\right\} \tag{12}$$

und die Gleichung (4′) gibt jetzt:

$$\omega'^2_1 \omega'^2_2 + \delta'^2(\omega'^2_1 + \omega'^2_2) + \delta'^4 = S'$$

oder mit Hilfe der Gleichungen (12)

$$\omega'^2_1 \omega'^2_2 = S' - \frac{1}{2} R' \frac{P'}{4} + \left(\frac{P'}{4}\right)^4 \tag{13}$$

Und aus dieser Gleichung und der zweiten von (12) resultiert

$$(\omega'^2_1 - \omega'^2_2)^2 = 4\left(\left(\frac{R'}{P'}\right)^2 - S'\right) \tag{14}$$

Da aber sowohl $\omega'^2_1 \omega'^2_2$ als auch $(\omega'^2_1 - \omega'^2_1)^2$ positiv sein müssen, führt die erste Bedingung zur Ungleichheit

$$S' > \left[\frac{1}{2} R' - \left(\frac{P'}{4}\right)^2\right] \frac{P'}{4}$$

und die zweite zur Ungleichheit

$$S' < \left(\frac{R'}{P'}\right)^2$$

Die Relation (6) führt also zur Gleichheit der Dämpfungen in dem Falle, daß die Ungleichheit

$$\left(\frac{R'}{P'}\right)^2 > S' > \left[\frac{1}{2} R' - \left(\frac{P'}{4}\right)^2\right] \frac{P'}{4} \tag{15}$$

erfüllt ist.

Aus den Gleichungen (10) und (14) sieht man noch, daß die Relation zur Einwelligkeit (Gleichheit der Schwingungszahlen) und gleichzeitig zur Gleichheit der Dämpfungen führt, wenn außer derselben noch die Gleichung

$$S' = \left(\frac{R'}{P'}\right)^2 \tag{16}$$

besteht.

Es entsteht jetzt aber die sehr wichtige Frage, ob die erforderlichen Bedingungen auch realisiert werden können (d. h. ob sie durch positive δ_1, δ_2, b_1, b_2, wo δ_1 und δ_2 klein sind und für $0 < k < 1$ befriedigt werden können).

Da uns aber nur der Fall der Einwelligkeit interessiert, werden wir nur diesen betrachten.

Es soll also sein

$$\left(\frac{R'}{P'}\right)^2 + \frac{R'P'}{4} > S' > \left(\frac{R'}{P'}\right)^2 \tag{11}$$

für

$$R' - \frac{P'}{2}Q' + \left(\frac{P'}{2}\right)^3 = 0 \tag{6}$$

Die Ungleichheit (11) multipliziert man mit P'^2 und eliminiert aus derselben $\left(\frac{P'}{2}\right)^3$ mit Hilfe der Gleichung (6). Dann bekommt man:

$$P'Q'R' - R'^2 > S'P'^2 > R'^2$$

oder

$$P'Q'R' - R'^2 - S'P'^2 > 0 > R'^2 - S'P'^2$$

Führt man in diese Ungleichheit die Größen P, Q, R, S mit Hilfe der Gleichungen (1) bis (4) hinein, dann bekommt man:

$$\frac{PQR - R^2 - SP^2 + k^2R^2}{(1-k^2)^3} > 0 > \frac{(1-k^2)R^2 - SP^2}{(1-k^2)^3}$$

Da aber

$$PQR - R^2 - SP^2 = 4\delta_1\delta_2\{(b_1 - b_2)^2 + 4(\delta_1 + \delta_2)(\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1)\}$$

also immer positiv ist, wird die linke Seite der Ungleichheit immer erfüllt, und es bleibt übrig nur die Bedingung

$$1 - k^2 < \frac{SP^2}{R^2} \tag{17}$$

Wenn man in die Relation (6) P, Q, R, S einführt, dann bekommt man:

$$R(1-k^2)^2 - \frac{P}{2}Q(1-k^2) + \left(\frac{P}{2}\right)^3 = 0 \tag{18}$$

oder

$$1 - k^2 = \frac{PQ}{4R}\left[1 \pm \sqrt{1 - \frac{2RP}{Q^2}}\right] \tag{19}$$

Mit Hilfe dieser Gleichung geht die Ungleichheit der Gleichung (17) über in:

$$Q\left[1 \pm \sqrt{1 - \frac{2PR}{Q^2}}\right] < \frac{4PS}{R} \tag{20}$$

Es handelt sich also darum, ob es möglich ist, solche positive δ_1, δ_2, b_1, b_2 zu treffen, daß die Ungleichheit der Gleichung (20) erfüllt sein würde und aus der Gleichung (19) ein positives k^2 zwischen 0 und 1 resultiere. Man muß hier zwei Fälle, denjenigen mit — und + Zeichen, unterscheiden.

A. Für — Zeichen bekommt man (unter Berücksichtigung, daß $\frac{2PR}{Q}$ gegenüber 1 klein ist) aus Gleichung (20)

$$R^2 < 4SQ$$

Diese Ungleichheit kann sicher immer erfüllt werden. Die Gleichung (19) gibt jetzt

$$k_a{}^2 = 1 - \frac{P}{4Q}$$

Also nähert sich $k_a{}^2$ zwischen den notwendigen Grenzen sehr nahe der Einheit, so daß dieser Fall keinen praktischen Wert hat.

B. Für + Zeichen resultiert aus Gleichung (20) unter derselben Vernachlässigung wie früher)

$$RQ < 2PS$$

Führt man in diesem Ausdruck δ_1, δ_2, b_1, b_2 ein und vernachlässigt man die höheren Potenzen von δ_1 resp. δ_2, dann gilt

$$(\delta_1 b_2 - \delta_2 b_1)(b_1 - b_2) > 0$$

Soll diese Bedingung erfüllt werden, dann müssen beide Differenzen entweder positiv oder beide negativ sein, und dieses führt zu den Bedingungen:

entweder

$$b_1 > b_2 > \frac{\delta_2}{\delta_1} b_1 \tag{21 a}$$

oder

$$b_1 < b_2 < \frac{\delta_2}{\delta_1} b_1 \tag{21 b}$$

Es kann somit b_2 immer so gewählt werden, daß eine dieser Bedingungen erfüllt wird, und zwar für $\delta_2 < \delta_1$ die Gleichung (21 a)

und für $\delta_2 > \delta_1$ die Gleichung (21b). In dem Falle, daß $\delta_1 = \delta_2$ wäre, müßte auch $b_1 = b_2$ sein, was aber zu einem, praktisch wertlosem, Falle $k = 0$ führt.

Um in diesem Falle (für + Zeichen) k_b^2 zu berechnen, darf man in Gleichung (19) bei Entwickelung der Quadratwurzel die höheren Potenzen von $\frac{2RP}{Q}$ nicht vernachlässigen, da k_b^2 in diesem Falle sehr klein ist. Man rechnet lieber nach der Gleichung (18), welche man in der Form schreibt:

$$k^4 - \frac{2R - \frac{P}{2}Q}{R} k^2 + \frac{R - \frac{P}{2}Q + \left(\frac{P}{2}\right)^3}{R} = 0$$

Es ist also das Produkt der beiden Wurzeln dieser Gleichung:

$$k_b^2 k_a^2 = \frac{R - \frac{P}{2}Q + \left(\frac{P}{2}\right)^3}{R} \tag{19a}$$

Da aber schon früher gefunden wurde, daß $k_a^2 > 0$ ist, wird auch k_b^2 positiv, wenn:

$$R - \frac{P}{2}Q + \left(\frac{P}{2}\right)^2 > 0$$

Durch Einsetzen von δ_1, δ_2, b_1, b_2, bekommt man aber aus dieser Ungleichheit:

$$(\delta_2 - \delta_1)[(b_1 - \delta_1^2) - (b_2 - \delta_2^2)] > 0$$

Es müssen also beide Faktoren entweder positiv oder negativ sein, das heißt es muß gelten:

entweder

$$\delta_2 > \delta_1 \qquad b_2 < b_1 + (\delta_2 - \delta_1)(\delta_2 + \delta_1) \tag{22a}$$

oder

$$\delta_2 < \delta_1 \qquad b_2 > b_1 - (\delta_1 - \delta_2)(\delta_1 + \delta_2) \tag{22b}$$

Man hat aber früher gefunden, daß für $\delta_2 > \delta_1$ die Bedingung der Gleichung (21b) erfüllt werden kann, somit wird auch die zweite Hälfte der Ungleichheiten der Gleichung (22a) erfüllt. Und ebenso für $\delta_2 < \delta_1$ kann auch die zweite Hälfte der Ungleichheiten der Gleichung (22b) erfüllt werden, da in diesem Falle die Gleichung (21a) erfüllt werden kann.

Solange also

$$\delta_2 \gtrless \delta_1 \tag{23}$$

kann man immer ein solches b_2 wählen, daß alle aus den Relationen der Gleichungen (11) und (6) fließenden Relationen praktisch befriedigt

werden, oder man kann im Falle der Gültigkeit der Relation der Gleichung (23) einwellige Oszillationen bekommen.

Lassen wir noch den sub A. gefundenen Fall als unpraktischen weg, dann bleibt uns nur der sub B. Für diesen Fall findet man für k_b^2 aus der Gleichung (19a), wenn man bedenkt, daß k_a^2 sehr nahe der Einheit gleich ist:

$$k_b^2 = \frac{(\delta_2 - \delta_1)[(b_1 - \delta_1^2) - (b_2 - \delta_2^2)]}{\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1} \tag{24}$$

Aus diesem Ausdrucke ist klar, daß solange die Verstimmung klein ist (d. h. $b_1 - b_2$ klein) die Koppelung nur schwach sein kann, und daß man eine stärkere Koppelung nur bei großer Verstimmung anwenden kann.

Es entsteht somit die sehr wichtige Frage, ob bei diesen Verhältnissen genügende Energie im Sekundärkreise verbraucht (bzw. ausgestrahlt) werden kann. Um sich über diese Verhältnisse ein Bild zu verschaffen, betrachtet man den Spezialfall, daß die Oszillationen einwellig (d. h. $\omega_1' = \omega_2'$) und außerdem auch die Dämpfungen untereinander gleich sind ($\delta_1' = \delta_2'$), denn in diesem Falle läßt sich der Ausdruck für die im Sekundärkreise verbrauchte Energie leicht entwickeln.

Man muß zuerst beweisen, daß dieser Spezialfall realisierbar ist. Nach dem Früheren müssen in diesem Falle die Relationen der Gleichungen (6) und (16) erfüllt sein.

Führt man in diese P, Q, R, S ein, dann bekommt man:

$$R(1 - k^2)^2 - \frac{P}{2} Q(1 - k^2) + \left(\frac{P}{2}\right)^3 = 0 \tag{25}$$

$$1 - k^2 = \frac{P^2 S}{R^2} \tag{26}$$

Eliminiert man aus diesen Gleichungen $(1 - k^2)$, dann bleibt die Relation:

$$P S^2 - \tfrac{1}{2} Q R S + \tfrac{1}{8} R^3 = 0 \tag{27}$$

Führt man in dieselbe noch die Größen δ_1, δ_2, b_1, b_2 ein, dann bekommt man die notwendige Bedingung

$$(\delta_1 b_2 - \delta_2 b_1)[(b_1 - b_2) b_1 b_2 + (\delta_1^2 b_2^2 - \delta_2^2 b_1^2)] = 0$$

Es muß also sein:

entweder

$$\delta_1 b_2 - \delta_2 b_1 = 0 \tag{28a}$$

oder

$$(b_1 - b_2) b_1 b_2 + \delta_1^2 b_2^2 - \delta_2^2 b_1^2 = 0 \tag{28b}$$

Die Gleichung (26) gibt aber

$$\left.\begin{aligned} k^2 &= \frac{(b_1 - b_2)(\delta_2^2 b_1 - \delta_1^2 b_2)}{(\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1)^2} \\ &= \frac{1}{2} \frac{(b_1 - b_2)[(\delta_1 + \delta_2)(\delta_2 b_1 - \delta_1 b_2) - (\delta_1 - \delta_2)(\delta_2 b_1 + \delta_1 b_2)]}{(\delta_1 b_2 + \delta_2 b)^2} \end{aligned}\right\} \quad (29)$$

Wäre aber die Gleichung (28a) erfüllt, dann ist

$$k^2 = -\frac{1}{2} \frac{(b_1 - b_2)(\delta_1 - \delta_2)}{\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1}$$

Setzt man in diesen Ausdruck aus Gleichung (28a):

$$b_2 = \frac{\delta_2}{\delta_1} b_1$$

wie man es aus Gleichung (28a) bekommt, dann resultiert

$$k^2 = -\frac{(\delta_1 - \delta_2)^2}{4 \delta_1 \delta_2}$$

Die Bedingung der Gleichung (28a) führt also zu einer unrealisierbaren Bedingung für k.

Es bleibt uns somit nur der zweite Fall, d. h. die Bedingung der Gleichung (28b). Dividiert man diese Gleichung durch $b_1^2 b_2^2$ und schreibt man

$$\frac{\delta_1}{\sqrt{b_1}} = \vartheta_1 \qquad \frac{\delta_2}{\sqrt{b_2}} = \vartheta_2 \qquad (30)$$

dann bekommt man aus Gleichung (28b)

$$b_2 = \frac{1 - \vartheta_2^2}{1 - \vartheta_1^2} b_1 \qquad (31)$$

und aus Gleichung (29)

$$k^2 = \frac{(\vartheta_2^2 - \vartheta_1^2)^2}{(1 - \vartheta_1^2)(1 - \vartheta_2^2)[\vartheta_2 \sqrt{1 - \vartheta_1^2} + \vartheta_1 \sqrt{1 - \vartheta_2^2}]^2} \qquad (32)$$

Die Bedingung der Gleichung (31) kann immer erfüllt werden, und die Gleichung (32) gibt dann für k^2 einen zwischen 0 und 1 liegenden Wert. Es ist somit dieser Fall realisierbar.

Da aber immer ϑ_1^2 und ϑ_2^2 gegenüber 1 klein sind, kann man für k^2 auch schreiben

$$k^2 = (\vartheta_2 - \vartheta_1)^2 \qquad (32a)$$

Den Wert der in dem Sekundärkreise verbrauchten Energie U_2 bekommt man aus der Gleichung (32) meiner früheren Abhandlung im Jahrb. **2**, 263, wenn man dieselbe mit $R_2 C_2^2$ multipliziert. Führt man in diese Gleichung noch die Größen P, Q, R, S ein, dann erhält man

$$\left.\begin{aligned} U_2 &= R_2\, C_2{}^2\, \psi(2,2) \\ &= U \frac{k^2}{(1-k^2)^2} \cdot \frac{2\,\delta_2\, R\, b_1}{P\,Q\,R - R^2 - P^2\, S} \end{aligned}\right\} \quad (33)$$

wo U die ursprüngliche Energie der elektrostatischen Ladung des Primärkreises bedeutet.

Unter Berücksichtigung der Gleichungen (6) und (16) gilt aber

$$P\,Q\,R - R^2 - P^2\,S = 2\left(\frac{P}{2}\right)^3 R$$

und somit:

$$U_2 = U \frac{k^2}{(1-k^2)^2} \cdot \frac{\delta_2\, b_1}{(\delta_1 + \delta_2)^3}$$

Da aber k^2 gegenüber 1 klein ist und b_2 und b_1 einander sehr nahe gleich, bekommt man auch mit Hilfe der Gleichung (32a)

$$U_2 = U \left(\frac{\vartheta_2 - \vartheta_1}{\vartheta_2 + \vartheta_1}\right)^2 \frac{\vartheta_2}{\vartheta_1 + \vartheta_2} \qquad (34)$$

Eine durch diesen Ausdruck gegebene Energie ist sicher bedeutend kleiner als die, welche bei einer vollkommenen Abstimmung der Kreise und genügend großem Koppelungskoeffizienten (k^2 bedeutend $> 4\,\vartheta_1\,\vartheta_2$) erhalten wird, und für welche man aus den 155 Gleichungen der zitierten Abhandlung bekommt:

$$U_2 = U \frac{\vartheta_2}{\vartheta_1 + \vartheta_2} \qquad (35)$$

Man darf aber nicht übersehen, daß in diesem Falle diese Energie U_2 in Form von zwei Wellen ausgestrahlt wird. In dem Falle, daß

$$\left(\frac{\vartheta_2 - \vartheta_1}{\vartheta_2 + \vartheta_1}\right)^2 = \frac{1}{2}$$

d. h. wenn

$$\vartheta_2 = 5 \cdot 8\,\vartheta_1 \quad \text{oder} \quad \vartheta_1 = 5 \cdot 8\,\vartheta_2$$

wird somit die Leistungsfähigkeit der einwelligen Schaltung etwa gleich der gewöhnlichen (bei noch größerem Verhältnisse der Dämpfungen wird sie sogar günstiger). Da aber ein so großes Verhältnis der Dämpfungen in der Praxis kaum vorkommt[1]), wird man aus den hier angeführten Gründen der einwelligen Schaltung vor der gewöhnlichen nicht Vorzug geben.

1) Nur etwa in der ursprünglichen Wienschen Stoßerregung mit drei Kreisen wird sich das Verhältnis der Dämpfungen des dritten Antennenkreises und des sehr schwach gedämpften Zwischenkreises dem hier erforderlichen Werte nähern oder ihn sogar übersteigen.

Außer der Energie ist für den Empfang einer Welle noch ihre Dämpfung von großer Bedeutung, denn je kleiner dieselbe ist, desto mehr Energie kann durch einen abgestimmten Oszillationskreis (Empfangsantenne) aufgenommen werden. Was nun jetzt die Dämpfung betrifft, so unterscheidet sich unsere einwellige Schaltung von der gewöhnlichen nur unwesentlich. Denn für den betrachteten Spezialfall gilt

$$\delta_1' = \delta_2' = \frac{\delta_1 + \delta_2}{2}$$

und für eine abgestimmte genügend stark gekoppelte gewöhnliche Schaltung gilt

$$\left.\begin{matrix}\delta_1' \\ \delta_2'\end{matrix}\right\} = \frac{\delta_1 + \delta_2}{2(1 \mp k)}$$

Also unterscheiden sich die Dämpfungen nur etwa nach Prozenten.

Es ist aber nicht ganz sicher, daß für den Empfang die Dämpfung bei den einwelligen Oszillationen nur dieselbe Rolle spielt wie bei den einfachen, denn bei den einfachen Oszillationen ist der Verlauf der Amplitude durch die Dämpfung vollkommen bestimmt, bei den hier betrachteten einwelligen dagegen hängt der Verlauf der Amplitude noch von einer Konstanten $\frac{B}{A}$ ab (siehe die entsprechende Gleichung auf Seite 106).

Wir lassen somit noch die Frage nach der Empfangsfähigkeit der einwelligen Oszillationen unentschieden, denn wir werden später Gelegenheit haben, darüber etwas Sicheres zu sagen.

Man hat im vorigen diejenigen zusammengesetzten Oszillationen als einwellig bezeichnet, wenn dieselben nur eine einzige gemeinschaftliche Schwingungszahl haben. Man kann aber die Einwelligkeit besser und sachgemäßer definieren als diejenige Eigenschaft der Oszillationen, wenn dieselben, mit einem beliebig schwach gedämpften Kreise aufgenommen, eine Resonanzkurve mit nur einem einzigen Maximum besitzen.

Um zu entscheiden, inwieweit die frühere Definition mit dieser strengeren sich deckt, muß man die Bedingungen finden, unter welchen die Oszillationen von zwei induktiv gekoppelten Oszillationskreisen im dritten (Meßkreise), der sehr schwach induktiv mit dem Sekundärkreise gekoppelt ist, einen Stromeffekt nur mit einem einzigen Maximum induzieren, wenn dieser Kreis beliebig schwach gedämpft ist.

Den Stromeffekt in diesem Meßkreise findet man aus meiner früheren Abhandlung: Jahrb. **4**, 188, 1910 aus den Gleichungen (23), (26) und (27). In diesen zwei letzten Gleichungen kann man alle Glieder, welche δ_3 enthalten, weglassen wegen der Voraussetzung, daß

der Meßkreis unendlich schwach gedämpft ist. Außerdem gilt aus der Gleichung (13), da der dritte Kreis nur mit dem zweiten gekoppelt ist (also $k_{31} = 0$)

$$U_0 = 0 \qquad U_0' = 0 \qquad U_0'' = k_{32} V_0'' \qquad U_0''' = k_{32} V_0''' \tag{36}$$

Und mit Hilfe der Gleichungen (12)

$$U_0'' = -\frac{k_{32} k_{21} b_1 F_1}{1 - k^2} \tag{37}$$

$$U_0''' = -\frac{2 k_{32} k_{21} (\delta_1 + \delta_2) b_1}{(1 - k^2)^2} F_1 = P U_0'' \tag{38}$$

Setzt man diese Werte in die Gleichung (27), dann bekommt man nach der Gleichung (23) für den Stromeffekt:

$$\Psi_{(33)} = \frac{b_3{}^2 [b_3 + 16 (\delta_1' + \delta_2')^2] U''_0{}^2}{4 \delta_3 [(b_1' - b_3)^2 + 4 \delta'_1{}^2 b_3] [(b_2' - b_3)^2 + 4 \delta'_2{}^2 b_3]} \tag{39}$$

Es hat somit der Stromeffekt, als Funktion von b_3 aufgefaßt, im allgemeinen zwei Maxima, und zwar in der Nähe von $b_3 = b_1'$ und $b_3 = b_2'$. Es ist aber aus der Form des Ausdruckes auch zu sehen, daß in der Nähe dieser Maxima sich der Nenner weit rascher ändert als der Zähler, so daß man beim Aufsuchen der Maxima den Zähler als konstant ansehen darf.

Setzt man voraus, daß die Oszillationen eine gemeinschaftliche Schwingungszahl haben und macht man die Substitution

$$x = \omega'^2 - b_3 \tag{40}$$

dann bekommt man für den Nenner N, wenn man den Faktor $4 \delta_3$ wegläßt

$$N = [x^2 - 2\delta'_1{}^2 x + 2\delta'_1{}^2 \omega'^2 + \delta'_1{}^4][x^2 - 2\delta'_2{}^2 x + 2\delta'_2{}^2 \omega'^2 + \delta'_2{}^4] \tag{41}$$

Für die Extrema dieses Ausdruckes muß sein

$$\frac{dN}{dx} = 0$$

oder:

$$x^3 - 3\frac{\delta'_1{}^2 + \delta'_2{}^2}{2} x^2 + \left[(\delta'_1{}^2 \delta'_2{}^2)\omega'^2 + \frac{\delta'_1{}^4 + \delta'_2{}^4 + 4\delta'_1{}^2\delta'_2{}^2}{2}\right] x - \\ - \delta'_1{}^2 \delta'_2{}^2 [2\omega'^2 + (\delta'_1{}^2 + \delta'_2{}^2)] = 0$$

Diese Gleichung kann man schreiben in der Form:

$$\left.\begin{aligned} &\left(x - \frac{\delta'_1{}^2 + \delta'_2{}^2}{2}\right)^3 + \\ &+ \left[(\delta'_1{}^2 + \delta'_2{}^2)\omega'^2 - \left(\frac{\delta'_1{}^2 - \delta'_2{}^2}{2}\right)^2\right]\left(x - \frac{\delta'_1{}^2 + \delta'_2{}^2}{2}\right) + \\ &+ 2\left(\frac{\delta'_1{}^2 - \delta'_2{}^2}{2}\right)^2 \omega'^2 = 0 \end{aligned}\right\} \tag{42}$$

Die Diskriminante dieser Gleichung ist für alle praktischen Fälle immer positiv, da beide Koffizienten positiv sind, die Gleichung hat also nur eine reale Wurzel, und zwar gilt sehr annähernd für dieselbe (für $\delta_1' = \delta_2'$ sogar streng)

$$x = \frac{2\,\delta'^2_1\,\delta'^2_2}{\delta'^2_1 + \delta'^2_2}. \tag{43}$$

Solange also die Oszillationen eine gemeinschaftliche Schwingungszahl haben, hat $\frac{d\,N}{d\,x} = 0$ nur eine reale Wurzel und somit der Stromeffekt nur ein Maximum. Das bedeutet aber, daß solche Oszillationen auch nach der zweiten Definition einwellig sind.

Für das Extremum des Nenners N gilt

$$N = 4\,\delta'^2_1\,\delta'^2_2 \left[\omega'^2 + \frac{\delta'^2_1}{2}\left(\frac{\delta'^2_1 - \delta'^2_2}{\delta'^2_1 + \delta'^2_2}\right)\right]\left[\omega'^2 + \frac{\delta'^2_2}{2}\left(\frac{\delta'^2_1 - \delta'^2_2}{\delta'^2_1 + \delta'^2_2}\right)^2\right]$$

oder, da δ_1^2 und δ_2^2 gegenüber ω'^2 klein sind

$$N = 4\,\delta'^2_1\,\delta'^2_2\,\omega'^4 \tag{44}$$

und für das Maximum des Stromeffektes im Empfangskreise findet man (wenn man noch δ_1^2 resp. δ_2^2 gegenüber b_3 vernachlässigt)

$$\Psi_{\max}^{(3,3)} = \frac{b_3}{16\,\delta_3\,\delta'^2_1\,\delta'^2_2}\,\frac{k_{32}^2\,k_{21}^2}{(1-k^2)^2}\,b_1^2\,F^2 \tag{45}$$

Diesen Effekt kann man jetzt vergleichen mit demjenigen, welchen man bei einer gewöhnlichen starken Koppelung erzielt.

Der Einfachheit wegen setzt man voraus, daß $b_1 = b_2 = b$ ist, und die Koppelung genügend stark, so daß man annehmen kann:

$$\left.\begin{aligned} b_1' &= \frac{b}{1-k^2} & b_2' &= \frac{b}{1+k} \\ \delta_1' &= \frac{\delta_1 + \delta_2}{2(1-k)} & \delta_2' &= \frac{\delta_1 + \delta_2}{2(1+k)} \end{aligned}\right\} \tag{46}$$

Dann bekommt man für $b_3 = b_1'$ oder $b_3 = b_2'$ aus der Gleichung (39) (unter denselben Vernachlässigungen wie früher)

$$\Psi_{\max}^{(3,3)} = \frac{1}{16\,\delta_3\,(\delta_1 + \delta_2)^2}\,k_{32}^2\,\frac{k_{21}}{k_{12}}\,b_1^2\,F^2 \tag{47}$$

Für die einwelligen Oszillationen bekommt man für den früher näher betrachteten Spezialfall ($\delta_1' = \delta_2'$, $\omega_1' = \omega_2'$) aus der Gleichung (45):

$$\Psi_{\max}^{(3,3)} = \frac{1}{16\,\delta_3\,(\delta_1 + \delta_2)^2}\,k_{32}^2\,\frac{k_{21}}{k_{12}}\,b_1^2\,F^2\,\frac{16\,b_3\,k^2}{(\delta_1 + \delta_2)^2} \tag{45a}$$

Wählt man in beiden Fällen das Verhältnis $\frac{k_{21}}{k_{12}}$ gleich (bei den einwelligen Oszillationen sind natürlich sowohl k_{21} als auch k_{12} einzeln kleiner als bei der starken gewöhnlichen), dann wird der Effekt bei der einwelligen Schaltung ebenso groß wie bei der gewöhnlichen, wenn

$$\frac{16\, b_3\, k^2}{(\delta_1 + \delta_2)^2} = 1 \tag{48}$$

Da aber in dieser Schaltung b_3 sehr nahe b_1 und b_2 ist, kann man setzen

$$\frac{(\delta_1 + \delta_2)^2}{b_3} = (\vartheta_1 + \vartheta_2)^2$$

Und die Gleichung (48) gibt mit Berücksichtigung der Relation der Gleichung (32a)

$$16 \left(\frac{\vartheta_2 - \vartheta_1}{\vartheta_2 + \vartheta_1}\right)^2 = 1$$

also:

$$\vartheta_2 = \tfrac{5}{3}\, \vartheta_1 \quad \text{oder} \quad \vartheta_1 = \tfrac{5}{3}\, \vartheta_2$$

Wenn also das Verhältnis der Dämpfungen der Oszillationskreise gleich $\frac{5}{3}$ ist, wird von einem idealen (d. h. dämpfungslosen) Empfangskreise bei der einwelligen Schaltung ebensoviel Energie aufgenommen, als bei der gewöhnlichen. Ist dagegen dieses Verhältnis größer, so ist die einwellige Schaltung wirksamer.

Vergleicht man dieses Resultat mit dem früheren über die im Sekundärkreise verbrauchte Energie, so findet man, daß die Verhältnisse bei der einwelligen Schaltung günstiger stehen, als man bloß aus der Energie und Dämpfung erwarten könnte. Oder anders ausgedrückt: Die einwelligen Oszillationen besitzen eine größere Empfangsfähigkeit als einfache Oszillationen (von derselben Dämpfung).

Diese eigentümliche Eigenschaft der einwelligen Oszillationen hängt zusammen mit ihrer eigentümlichen Resonanzkurve, deren Charakter besonders schön bei dem Spezialfalle ($\delta_1' = \delta_2' = \delta$, $\omega_1' = \omega_2'$, also auch $b_1' = b_2'$) erscheint. Für diesen Fall geht nämlich die Gleichung (39) über in

$$\Psi_{(33)} = \frac{b_3\,[b_3 + b\, 4\, \delta'^2]\, U''^2_0}{4\, \delta_3\, [(b' - b_3)^2 + 4\, \delta'^2\, b_3]^2}$$

Und die Resonanzkurve hat die Form:

$$\frac{\Psi_{(33)}}{\Psi_{max}^{(3,3)}} = \eta = \left[\frac{4\, \delta'\, b_3}{(b' - b_3)^2 + 4\, \delta'^2\, b_3}\right]^2$$

während für die erste Welle bei starker Koppelung (in der Nähe des Gipfels oder für einfache Oszillationen) gilt:

$$\eta = \frac{4\,\delta_1{}^2\,b_3}{(b_1' - b_3)^2 + 4\,\delta'^2\,b_3}$$

Also bei derselben Dämpfung ist die Resonanzkurve der einwelligen Oszillationen weit enger und steiler als bei einfachen, also verhalten sich die einwelligen Oszillationen so, als ob ihre Dämpfung kleiner wäre.

Eine weitere Folge dieser besonderen Form der einwelligen Oszillationen wird ihre größere Abstimmungsfähigkeit sein gegenüber den einfachen Oszillationen von derselben Dämpfung.

Wir haben uns im vorstehenden besonders mit demjenigen Spezialfalle der einwelligen Oszillationen befaßt, bei welchem sowohl die Schwingungszahlen als auch die Dämpfungen gleich sind. Man muß jetzt also noch überlegen, inwieweit die erhaltenen Resultate auch bestehen bleiben für den Fall, wenn die Dämpfungen verschieden sind. Da die einwellige Schaltung bezüglich der Energie keine singuläre Stellung besitzt, kann man erwarten, daß auch die im Sekundärkreise verbrauchte Energie sich nur wenig ändern wird, wenn man von dem Spezialfalle zu einem ihm naheliegemden übergeht.

Aber auch die Empfangsfähigkeit der Oszillationen wird sich nicht zu viel ändern, wenn die Dämpfungen verschieden werden, denn es bleibt an der Resonanzkurve nur ein einziges Maximum, wie wir früher bewiesen haben. Ja, es läßt sich sogar erwarten, daß die Resultate näherungsweise auch gelten bleiben für den Fall, daß die Schwingungszahlen mäßig voneinander verschieden sind (von der Größenordnung der Dämpfungen), solange aber nur ein Maximum an der Resonanzkurve bestehen bleibt.

Schwieriger ist schon zu beurteilen, wie sich die Verhältnisse ändern werden, wenn die Dämpfung des Empfangskreises nicht unendlich klein ist. Einerseits kann man aus dem Charakter der Gleichungen (26) und (27) der zitierten Abhandlung schließen, daß sich der Bereich der Möglichkeiten, unter welchen die Resonanzkurve nur ein Maximum haben wird, erweitert (was auch schon aus dem bekannten Verflachen des Maximums durch die Dämpfung des Empfangskreises hervorgeht). Andererseits entsteht eine Deformation der Resonanzkurve (infolge der Abhängigkeit des M von δ_3), die aber beinahe den gleichen Charakter haben wird für ein Maximum wie bei zwei Maxima (in der Nähe des einen von ihnen), so daß sich das

Verhältnis der Effekte für die einwelligen und gewöhnlichen Oszillationen sicher nicht sehr stark ändern wird.

Zusammenfassung. Es ist bewiesen, daß man bei zwei gekoppelten Oszillationskreisen einwellige Oszillationen bekommen kann, gleichgültig, ob man als Kriterium der Einwelligkeit die Gleichheit der Schwingungszahlen oder das Zusammenfließen der beiden Maxima der (mit einem unendlich schwachgedämpften Empfangskreise aufgenommenen) Resonanzkurve betrachtet. Das zweite Kriterium ist breiter.

Näher betrachtet wird der Spezialfall, daß sowohl die Schwingungszahlen als auch die Dämpfungen gleich sind.

Was die praktische Brauchbarkeit der einwelligen Schaltung betrifft, so steht diese dem gewöhnlichen beim größeren Verhältnisse der Dämpfungen der ungekoppelten Kreise (von 2 etwa angefangen) sicher nicht nach, ja sie ist sogar günstiger (wenn man sie nach der im Empfangskreise aufgenommenen Energie beurteilt). Außerdem hat die einwellige Schaltung eine größere Abstimmschärfe.

Bemerkung 1. Die Béthenodsche Schaltung unterscheidet sich von der hier betrachteten Koppelung der Kreise durch eine Hinzufügung eines kapazitätlosen Zwischenkreises. Derselbe ändert aber an den Rechnungen gar nichts Wesentliches. Denn in den Grenzen, in welchen man die Dämpfung desselben vernachlässigen kann, ist diese Schaltung mit der hier betrachteten rechnerisch ganz identisch, wie auch Howe schon gezeigt hat.

Bemerkung 2. Als ich diese Abhandlung schon druckfertig hatte, habe ich erfahren, daß im letzten Hefte der Ann. d. Phys. **42**, 1001 eine Arbeit von Herrn A. Kalähne über denselben Gegenstand erschienen ist. Da aber jene Arbeit nur mit der Existenz der Einwelligkeit nach der ersten Definition sich beschäftigt (und zwar noch gründlicher nach der mathematischen Seite, aber mit abweichender Methode), aber ohne irgendeine Rücksicht auf die energetischen Verhältnisse, die aber praktisch eine sehr wichtige Rolle spielen, so halte ich doch die unverkürzte Veröffentlichung meiner Arbeit als nicht überflüssig.

Brünn, Böhmische technische Hochschule.

(Eingesandt 15. Januar 1914.)

Adresse des Autors: Brünn, Eichhorngasse 85.

Einwellige gekoppelte Schwingungssysteme.

Von **A. Kalähne.**

Bezeichnungen.

δ_1, δ_2 und $\mathfrak{d}_1$, $\mathfrak{d}_2$: Dämpfungskonstanten und natürliche logarithmische Dekremente der freien (ungekoppelten) Teilsysteme.

n_1, n_2: Zyklische (Kreis-) Frequenzen der ungedämpften freien Systeme.

ν_1, ν_2: Zyklische (Kreis-) Frequenzen der gedämpften freien Systeme.

δ', δ'' und $\mathfrak{d}'$, $\mathfrak{d}''$: Dämpfungskonstanten und natürliche logarithmische Dekremente (der Hauptschwingungen) des gekoppelten Systems.

ν', ν'': Zyklische (Kreis-) Frequenzen der Hauptschwingungen des gekoppelten Systems.

ϱ_1, ϱ_2; σ_1, σ_2; ϑ_1, ϑ_2: Wiensche Koppelungskoeffizienten.

K: Koppelungsparameter.

h: Verstimmung (Frequenzverhältnis) n_2/n_1.

ε: Verhältnis der Dämpfungen δ_2/δ_1.

$\varkappa$: Koeffizient zur Unterscheidung der drei Fälle A, B, C.

Fall A ($\varkappa = 1$): gleiche Frequenzen und Dämpfungen
Fall B ($\varkappa > 1$): ungleiche Frequenzen, gleiche Dämpfung
Fall C ($\varkappa < 1$): gleiche Frequenz, ungleiche Dämpfungen
} der Hauptschwingungen des gekoppelten Systems.

Einleitung.

§ 1. Ziel und Inhalt der Arbeit.

Die unter obigem Titel in den Annalen der Physik[1]) veröffentlichte theoretische Arbeit, die hier in veränderter und gekürzter Gestalt wiedergegeben wird, erbringt den Nachweis dafür, daß in einem gekoppelten Schwingungssystem von zwei Freiheitsgraden, z. B. einem aus zwei Teilsystemen von je einem Freiheitsgrad zusammengesetztem System, sich unter gewissen Bedingungen die beiden Hauptschwingungen, deren Frequenzen und Dämpfungen im allgemeinen verschieden sind, auf eine Schwingung mit einheitlicher Frequenz und Dämpfung, unter gewissen anderen Bedingungen auf zwei Schwingungen mit verschiedener Frequenz aber gleicher Dämpfung und unter noch anderen auf zwei Schwingungen mit gleicher Frequenz aber verschiedenen Dämpfungen reduzieren. Sie behandelt diese drei mit A, B, C bezeichneten Sonder-

1) A. Kalähne, Ann. d. Phys. (4) 42, 1001, 1913.

fälle einzeln und gibt die Kennzeichen für den Eintritt des einen oder anderen von ihnen bei besonderen Koppelungsarten an. Von den drei Teilen, in welche die Arbeit zerfällt, ist der in Aussicht gestellte dritte, der Anwendungen auf einzelne besondere Schwingungssysteme enthalten soll, noch nicht erschienen. Die vorliegende Bearbeitung umfaßt deshalb nur die ersten beiden Teile, die in der genannten Veröffentlichung enthalten sind, nämlich:

I. einen mathematischen Teil, in dem die Bedingungen für das Zustandekommen der drei angeführten Sonderfälle auf Grund der allgemeinen Theorie gekoppelter Schwingungssysteme rein mathematisch behandelt werden, und:

II. einen allgemein physikalischen Teil, in welchem die verschiedenen in Betracht kommenden Koppelungsarten nach denselben Gesichtspunkten untersucht und die dabei geltenden Beziehungen zwischen Frequenz, Dämpfung und Koppelung allgemein aufgestellt und besprochen werden.

Es mag gleich hier bemerkt werden, daß von den unendlich vielen denkbaren Koppelungsarten nur diejenigen in Betracht gezogen werden, welche auf lineare Differentialgleichungen führen, also die gewöhnlich in der Mechanik vielfacher Punktsysteme vorkommenden Koppelungen, die M. Wien seiner Koppelungstheorie zugrunde gelegt hat und die in reinster Form bei elektromagnetischen Systemen auftreten. Denn die ganze Betrachtung bezieht sich auf Systeme, die linearen Differentialgleichungen gehorchen und ist nur auf diese anwendbar. Dagegen ist eine Ausdehnung der Betrachtungen auf Systeme mit mehr als zwei Freiheitsgraden möglich; sie muß zu entsprechenden, nur wesentlich komplizierteren Ergebnissen führen, wird aber hier beiseite gelassen.

§ 2. Allgemeine Kennzeichen und Besonderheiten der drei Sonderfälle.

Die oben genannten drei Sonderfälle sind vor dem allgemeinen dadurch ausgezeichnet, daß sich bei ihnen die rechnerische Behandlung der zur Bestimmung der Frequenz, Dämpfung usw. aufzulösenden Gleichungen wesentlich vereinfacht. Das ist einer der Gründe, weswegen sie hier ausführlich untersucht worden sind. Der Hauptgrund ist natürlich der, daß sie vielleicht wegen der besonderen Einfachheit des bei ihnen vorhandenen Schwingungsvorganges praktisch wichtig sein können. Mit dieser Frage beschäftigt sich die vorliegende Arbeit aber nicht weiter; sie bietet dafür nur die theoretischen Grundlagen.

Aus der Theorie der gekoppelten Schwingungssysteme, soweit sie

von linearen Differentialgleichungen beherrscht wird, ergibt sich, daß zur Berechnung der Frequenz usw. der Koppelungsschwingungen oder Hauptschwingungen die Auflösung einer algebraischen Gleichung nötig ist, deren Grad das Doppelte der Zahl der Freiheitsgrade des Systems ist; sie ist also bei einem System mit zwei, drei usw. Freiheitsgraden bzw. vom vierten, sechsten usw. Grade. Daraus sind sofort die großen rechnerischen Schwierigkeiten ersichtlich, die der allgemeinen Behandlung solcher Systeme entgegenstehen. Bei Systemen mit zwei Freiheitsgraden läßt sich die Lösung, rein mathematisch betrachtet, noch ausführen, da eine Gleichung vierten Grades in geschlossener Form auflösbar ist; bei höheren Gleichungen fällt diese Möglichkeit auch noch weg. Aber auch schon bei der biquadratischen Gleichung sind die Formeln so kompliziert, daß es kaum Wert hat, den allgemeinen Fall zu behandeln. Eine vollständige Durchrechnung desselben haben neuerdings übrigens Kiebitz[1]) und Martens[2]) gegeben. Die dort vorhandenen Schwierigkeiten verschwinden bei den hier behandelten Sonderfällen.

Erster (mathematischer) Teil.

§ 3. Allgemeine Bedingungen für die Reduktion einer biquadratischen Gleichung auf eine quadratische.

Bei einer in ihrer allgemeinsten Form gegebenen biquadratischen Gleichung mit der Unbekannten ζ

$$\zeta^4 + a_3 \zeta^3 + a_2 \zeta^2 + a_1 \zeta + a_0 = 0 \tag{1}$$

lassen sich die Koeffizienten a_0, a_1, a_2, a_3 bekanntlich immer durch die vier Wurzeln ζ_1, ζ_2, ζ_3, ζ_4 ausdrücken. Dasselbe gilt natürlich für die Koeffizienten a, b, c der reduzierten Form von (1)

$$\zeta'^4 + a \zeta'^2 + b \zeta' + c = 0 \tag{2}$$

die man durch Einführung von

$$\zeta' = \zeta + \frac{a_3}{4} \tag{3}$$

an Stelle von ζ erhält, und die die Grundlage der Lösung bildet.

Nun handelt es sich bei den vorliegenden Schwingungsproblemen immer um Gleichungen mit reellen Koeffizienten, aber komplexen Wurzeln, die paarweis konjugiert sind, also folgende Form haben

1) F. Kiebitz, Ann. d. Phys. (4) **40**, 138, 1913.

2) F. F. Martens, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **16**, 100 u. 220, 1914.

$$\left.\begin{array}{ll} \zeta_1 = \xi_1 + i\,\eta_1 & \zeta_3 = \xi_1 - i\,\eta_1 \\ \zeta_2 = \xi_2 + i\,\eta_2 & \zeta_4 = \xi_2 - i\,\eta_2 \end{array}\right\} \tag{4}$$

Durch Einführung dieser Wurzelwerte erhält man den Koeffizienten b des Gliedes erster Ordnung in (2) in der Form

$$b = (\eta_1^2 - \eta_2^2)(\xi_1 - \xi_2). \tag{5}$$

Dieser Koeffizient kann also in gewissen Fällen Null werden, wodurch sich die Gleichung (2) — und damit natürlich auch Gleichung (1) — auf eine leicht auflösbare quadratische Gleichung reduziert. Die drei Sonderfälle, in denen das geschieht, sind die hier behandelten, nämlich

$$\left.\begin{array}{l} \text{A, wenn gleichzeitig } \xi_1 = \xi_2 \text{ und } \eta_1 = \eta_2 \\ \text{B, wenn nur } \xi_1 = \xi_2 \\ \text{C, wenn nur } \eta_1 = \eta_2 \end{array}\right\} \tag{6}$$

ist.

Im Fall A sind beide Wurzelpaare identisch; im Fall B sind ihre reellen Teile, im Fall C ihre imaginären Teile einander gleich.

Die unter (6) angegebenen drei Bedingungen erweisen sich gleichbedeutend mit den Bedingungen

$$\left.\begin{array}{l} \text{A, daß } a^2 = 4c \\ \text{B, daß } a^2 > 4c \\ \text{C, daß } a^2 < 4c \end{array}\right\} \tag{7}$$

Es werden nun die Koeffizienten $a_0 \ldots . a_3$ der ursprünglichen biquadratischen Gleichung (1) wieder eingeführt und man erhält so die gemeinsame Bedingung für das Eintreten eines der drei Fälle A, B, C

$$\underline{a_1 - \frac{a_3}{2}\left(a_2 - \frac{a_3^2}{4}\right) = 0} \tag{8}$$

und die unterscheidenden Bedingungen

$$\underline{\left(a_2 - \frac{a_3^2}{4}\right)^2 + a_3\left[a_1 - \frac{a_3}{2}\left(a_2 - \frac{a_3^2}{4}\right)\right] \begin{matrix} = \\ > \\ < \end{matrix} 4a_0} \quad \begin{pmatrix} \text{A: } = \\ \text{B: } > \\ \text{C: } < \end{pmatrix} \tag{9}$$

Zur bequemeren Rechnung verwandelt man die in (9) mitenthaltenen Ungleichungen in Gleichungen, indem man einen neuen zwischen 0 und $+\infty$ liegenden Koeffizienten $\varkappa$ einführt, derart, daß für

$$\left.\begin{array}{l} \text{Fall A } \varkappa = 1 \\ \text{Fall B } \varkappa > 1 \\ \text{Fall C } \varkappa < 1 \end{array}\right\} \tag{10}$$

ist. Die Formel (9) für die unterscheidenden Bedingungen erhält damit die Gestalt

$$4\varkappa^2 a_0 = \left(a_2 - \frac{a_3{}^2}{4}\right)^2 + a_3\left[a_1 - \frac{a_3}{2}\left(a_2 - \frac{a_3{}^2}{4}\right)\right]; \tag{9a}$$

aus ihr ergibt sich jedesmal der besondere Wert $\varkappa$, nach dem zu entscheiden ist, welcher der drei Fälle A, B, C vorliegt. Die Gleichungen (8) und (9a), die zusammen gelten, lassen sich durch Kombination miteinander umformen in

$$\varkappa^2 a_0 a_3{}^2 = a_1{}^2 \tag{8a}$$

$$4\varkappa^2 a_0 = \left(a_2 - \frac{a_3{}^2}{4}\right)^2, \text{ also } 2\varkappa\sqrt{a_0} = a_2 - \frac{a_3{}^2}{4}. \tag{9b}$$

Diese neuen Gleichungen ersetzen die alten vollständig und sind für die Rechnung oft bequemer.

Ist die Bedingung (8), d. h. $b = 0$ erfüllt, also die Reduktion auf eine quadratische Gleichung möglich, so ergeben sich die Wurzeln von Gleichung (2) in folgender Form:

Fall A. $(\varkappa = 1)$

$$\zeta_1' = \zeta_2' = +i\sqrt{\sqrt{a_0} - \frac{a_3{}^2}{16}}; \quad \zeta_3' = \zeta_4' = -i\sqrt{\sqrt{a_0} - \frac{a_3{}^2}{16}} \tag{11a}$$

Fall B. $(\varkappa > 1)$

$$\left.\begin{aligned} \left.\begin{matrix}\zeta_1' \\ \zeta_3'\end{matrix}\right\} &= \pm i\sqrt{\varkappa\sqrt{a_0} - \frac{a_3{}^2}{16} - \sqrt{a_0(\varkappa^2 - 1)}} \\ \left.\begin{matrix}\zeta_2' \\ \zeta_4'\end{matrix}\right\} &= \pm i\sqrt{\varkappa\sqrt{a_0} - \frac{a_3{}^2}{16} + \sqrt{a_0(\varkappa^2 - 1)}} \end{aligned}\right\} \tag{11b}$$

Fall C. $(\varkappa < 1)$

$$\left.\begin{aligned} \left.\begin{matrix}\zeta_1' \\ \zeta_3'\end{matrix}\right\} &= +\frac{1}{2}\sqrt{2\sqrt{a_0 - \frac{a_3{}^2}{8}\varkappa\sqrt{a_0} + \frac{a_3{}^4}{256}} - \left(2\varkappa\sqrt{a_0} - \frac{a_3{}^2}{8}\right)} \\ &\quad \pm \frac{i}{2}\sqrt{2\sqrt{a_0 - \frac{a_3{}^2}{8}\varkappa\sqrt{a_0} + \frac{a_3{}^4}{256}} + \left(2\varkappa\sqrt{a_0} - \frac{a_3{}^2}{8}\right)} \\ \left.\begin{matrix}\zeta_2' \\ \zeta_4'\end{matrix}\right\} &= -\frac{1}{2}\sqrt{2\sqrt{a_0 - \frac{a_3{}^2}{8}\varkappa\sqrt{a_0} + \frac{a_3{}^4}{256}} - \left(2\varkappa\sqrt{a_0} - \frac{a_3{}^2}{8}\right)} \\ &\quad \pm \frac{i}{2}\sqrt{2\sqrt{a_0 - \frac{a_3{}^2}{8}\varkappa\sqrt{a_0} + \frac{a_3{}^4}{256}} + \left(2\varkappa\sqrt{a_0} - \frac{a_3{}^2}{8}\right)} \end{aligned}\right\} \tag{11c}$$

Durch Hinzufügung von $-\frac{a_3}{4}$ erhält man aus ihnen die Wurzeln ζ von Gleichung (1) selbst.

Zweiter (allgemeiner physikalischer) Teil.

§ 4. Bewegungsgleichungen des Systems und Koeffizienten der biquadratischen Charakteristik.

Die Bewegung in zwei gedämpften Schwingungssystemen 1 und 2, die linear miteinander gekoppelt sind, wird beherrscht durch die beiden simultanen Differentialgleichungen

$$\left.\begin{aligned} a_{11}\frac{d^2 x_1}{dt^2} + b_{11}\frac{dx_1}{dt} + c_{11}x_1 + a_{12}\frac{d^2 x_2}{dt^2} + b_{12}\frac{dx_2}{dt} + c_{12}x_2 = 0 \\ a_{22}\frac{d^2 x_2}{dt^2} + b_{22}\frac{dx_2}{dt} + c_{22}x_2 + a_{21}\frac{d^2 x_1}{dt^2} + b_{21}\frac{dx_1}{dt} + c_{21}x_1 = 0 \end{aligned}\right\} \quad (12)$$

die sich in die Form bringen lassen

$$\left.\begin{aligned} \frac{d^2 x_1}{dt^2} + 2\delta_1\frac{dx_1}{dt} + n_1^2 x_1 + \varrho_1\frac{d^2 x_2}{dt^2} + 2\delta_1\sigma_1\frac{dx_2}{dt} + n_1^2\vartheta_1 x_2 = 0 \\ \frac{d^2 x_2}{dt^2} + 2\delta_2\frac{dx_2}{dt} + n_2^2 x_2 + \varrho_2\frac{d^2 x_1}{dt^2} + 2\delta_2\sigma_2\frac{dx_1}{dt} + n_2^2\vartheta_2 x_1 = 0 \end{aligned}\right\} \quad (13)$$

wenn man setzt

$$\left.\begin{aligned} &\frac{b_{11}}{a_{11}} = 2\delta_1, \quad \frac{b_{22}}{a_{22}} = 2\delta_2 \quad \text{(Dämpfungskonstanten)} \\ &\frac{c_{11}}{a_{11}} = n_1^2, \quad \frac{c_{22}}{a_{22}} = n_2^2 \quad \text{(Frequenzkonstanten)} \\ &\left.\begin{aligned} \frac{a_{12}}{a_{11}} = \varrho_1, \quad \frac{b_{12}}{b_{11}} = \sigma_1, \quad \frac{c_{12}}{c_{11}} = \vartheta_1 \\ \frac{a_{21}}{a_{22}} = \varrho_2, \quad \frac{b_{21}}{b_{22}} = \sigma_2, \quad \frac{c_{21}}{c_{22}} = \vartheta_2 \end{aligned}\right| \text{(Koppelungskonstanten)} \end{aligned}\right\} \quad (14)$$

Die Größen x_1 und x_2 sind die Variablen, welche den Zustand eines Systems angeben (Lage des schwingenden Punktes, Potential, Stromstärke u. dgl.); δ_1 und δ_2 sind die Dämpfungen der beiden freien (ungekoppelten) Systeme, n_1 und n_2 ihre Kreisfrequenzen ohne Dämpfung; die zugehörigen Kreisfrequenzen mit Dämpfung sind

$$\nu_1 = \sqrt{n_1^2 - \delta_1^2}, \quad \nu_2 = \sqrt{n_2^2 - \delta_2^2}. \quad (15)$$

Die Koeffizienten ϱ_1, ϱ_2, σ_1, σ_2, ϑ_1, ϑ_2 sind die **Wienschen** Koppelungskoeffizienten, und zwar gelten die ϱ für Beschleunigungskoppelung, die σ für Geschwindigkeits- (Reibungs-) und die ϑ für Lage- (Kraft-) koppelung, bei elektromagnetischen Systemen in derselben Reihenfolge für induktive (magnetische), konduktive (galvanische) und kapazitive (elektrostatische) Koppelung, letztere allerdings in besonderem, von dem gewöhnlichen etwas abweichenden Sinne gebraucht. Diese Koeffizienten, und ebenso auch die Dämpfung- und Frequenzkonstanten von Gl. (14) sind durch die physikalischen Konstanten der Schwingungssysteme bestimmt, z. B. bei elektromagnetischen Systemen durch die Koeffizienten der Selbstinduktion, gegenseitigen Induktion, die Widerstände, Kapazitäten usw.

Von den in der allgemeinen Form der Gl. (12) bzw. (13) enthaltenen drei möglichen Koppelungsarten können eine oder zwei fortfallen, so daß im ganzen sieben verschiedene Kombinationen vorkommen können: nämlich drei Fälle einfacher Koppelung, drei Fälle kombinierter Koppelung von je zwei Arten und schließlich der allgemeine Fall aller drei Koppelungen.

Die Integration der Gleichung (13) nach der Methode der Partikularintegrale, indem man setzt

$$x_1 = A_1 e^{\mu t}, \quad x_2 = A_2 e^{\mu t} \tag{16}$$

führt zur Aufstellung einer biquadratischen Gleichung (Charakteristik) für die zunächst unbekannte Konstante μ von der Form

$$\mu^4 + a_3 \mu^3 + a_2 \mu^2 + a_1 \mu + a_0 = 0 \tag{17}$$

Dabei stellen die konstanten Koeffizienten a_0, a_1, a_2, a_3, die mit den gleichlautenden Größen in Gl. (1) des ersten Teiles zu identifizieren sind, folgende Werte dar:

$$\left.\begin{aligned}
a_3 &= \frac{2(\delta_1 - \varrho_2 \delta_1 \sigma_1 + \delta_2 - \varrho_1 \delta_2 \sigma_2)}{1 - \varrho_1 \varrho_2} \\
a_2 &= \frac{n_1^2 - \varrho_2 n_1^2 \vartheta_1 + 4\delta_1 \delta_2 - 4\delta_1 \delta_2 \sigma_1 \sigma_2 + n_2^2 - \varrho_1 n_2^2 \vartheta_2}{1 - \varrho_1 \varrho_2} \\
a_1 &= \frac{2(\delta_2 n_1^2 - \delta_2 \sigma_2 n_1^2 \vartheta_1 + \delta_1 n_2^2 - \delta_1 \sigma_1 n_2^2 \vartheta_2)}{1 - \varrho_1 \varrho_2} \\
a_0 &= \frac{n_1^2 n_2^2 (1 - \vartheta_1 \vartheta_2)}{1 - \varrho_1 \varrho_2}
\end{aligned}\right\} \tag{18}$$

sie sind also in ganz bestimmter Weise aus den Frequenzen und Dämpfungen der freien Systeme, sowie den Koppelungskoeffizienten zusammengesetzt und lassen sich berechnen, wenn jene durch die

physikalischen Konstanten der Teilsysteme gegeben sind. Die vier Wurzeln μ der Gleichung (17) haben, da es sich um Schwingungen handelt, die komplexe Form

$$\mu = -\delta' \pm i\nu' \tag{19}$$

worin δ' die Dämpfung, ν' die Kreisfrequenz einer Koppelungsschwingung (Hauptschwingung des gekoppelten Systems) darstellt. Die Wurzeln sind paarweis komplex genau so wie die Wurzeln ζ im ersten Teil. Indem man nun die dort abgeleiteten Sätze hier anwendet, erhält man in jedem besonderen Fall eines gekoppelten Systems die physikalischen Bedingungen, denen die Konstanten der Einzelsysteme genügen müssen, damit in dem aus ihnen gebildeten Koppelungssystem einer der eingangs genannten Sonderfälle A, B, C eintreten kann. In dieser Weise werden folgende Koppelungsarten behandelt:

I. nur magnetische oder Beschleunigungskoppelung,
II. nur elektrostatische oder Kraftkoppelung,
III. nur galvanische oder Reibungskoppelung,
IV. gleichzeitig magnetische und galvanische (Beschleunigungs- und Reibungskoppelung).

Bei jeder dieser Nummern werden die drei Unterfälle A, B, C unterschieden, wodurch sich die Gliederung von selbst ergibt. Die dieser Arbeit zugrunde liegende erste Veröffentlichung in den Annalen der Physik umfaßt zunächst nur den Fall I der magnetischen (Beschleunigungs-) Koppelung.

I. Nur magnetische (Beschleunigungs-) Koppelung vorhanden.

Koppelungsfall I.

§ 5. Allgemeine Form der Bedingungen.

Dieser Fall verlangt, daß

$$\sigma_1 = \sigma_2 = \vartheta_1 = \vartheta_2 = 0; \quad \varrho_1 \neq 0, \quad \varrho_2 \neq 0 \tag{20}$$

ist. Dadurch vereinfachen sich hier die Werte (18) für die Koeffizienten a_0, a_1, a_2, a_3 in leicht ersichtlicher Weise. Führt man diese in die früher aufgestellten allgemeinen Bedingungsgleichungen (8a) und (9b) ein und benutzt zu weiterer Vereinfachung die neuen Größen

$$\varepsilon = \frac{\delta_2}{\delta_1} \quad \text{und } h = \frac{n_2}{n_1} \tag{21}$$

die alle Werte zwischen 0 und $+\infty$ haben können, so erhält man die beiden Gleichungen, denen alle Größen genügen müssen

$$\varkappa \frac{2 n_1 n_2}{\sqrt{1 - \varrho_1 \varrho_2}} = \frac{n_1^2 + 4 \delta_1 \delta_2 + n_2^2}{1 - \varrho_1 \varrho_2} - \frac{(\delta_1 + \delta_2)^2}{(1 - \varrho_1 \varrho_2)^2} \tag{22}$$

$$\varkappa \frac{2(\delta_1 + \delta_2)}{(1 - \varrho_1 \varrho_2)} \frac{n_1 n_2}{\sqrt{1 - \varrho_1 \varrho_2}} = \frac{2(\delta_1 n_2^2 + \delta_2 n_1^2)}{1 - \varrho_1 \varrho_2} \tag{23}$$

in der neuen Form

$$1 + 4 \varepsilon \frac{\delta_1^2}{n_1^2} + h^2 = 2 \varkappa h \sqrt{1 - \varrho_1 \varrho_2} + \frac{(1 + \varepsilon)^2}{1 - \varrho_1 \varrho_2} \cdot \frac{\delta_1^2}{n_1^2} \tag{22a}$$

$$h^2 + \varepsilon = \frac{\varkappa h (1 + \varepsilon)}{\sqrt{1 - \varrho_1 \varrho_2}} \tag{23a}$$

Hieraus ergeben sich der Koppelungskoeffizient

$$K = \sqrt{\varrho_1 \varrho_2} = \sqrt{1 - \frac{\varkappa^2 h^2 (1 + \varepsilon)^2}{(h^2 + \varepsilon)^2}} \tag{24}$$

und das Verhältnis der Dämpfung δ_1 des freien Systems 1 zur Frequenz n_1

$$\frac{\delta_1^2}{n_1^2} = \frac{h^2 + 1 - \frac{2 \varkappa^2 h^2 (1 + \varepsilon)}{h^2 + \varepsilon}}{\frac{(h^2 + \varepsilon)^2}{\varkappa^2 h^2} - 4 \varepsilon} \tag{25}$$

als Funktionen der drei willkürlich wählbaren Größen $\varkappa$, ε, h. Denn da in den beiden Bedingungsgleichungen (22) und (23) fünf Variable vorkommen, so sind drei von ihnen willkürlich, die beiden anderen aber durch sie bestimmt[1]). Statt der hier gewählten willkürlichen festzu-

1) Scheinbar enthalten die Gleichungen sechs variable Größen, nämlich außer $\varkappa$ und dem Produkt $\varrho_1 \varrho_2$ noch δ_1, δ_2, n_1, n_2. In Wirklichkeit aber nur fünf, da man durch eine der vier letztgenannten dividieren kann und dann nur noch drei Verhältnisse behält.

legenden Größen $\varkappa$, ε, h könnte man mit demselben Recht auch drei andere nehmen. Z. B. könnte man die drei Verhältnisse $\frac{n_2}{n_1}$, $\frac{\delta_1}{n_1}$, $\frac{\delta_2}{n_1}$ als solche annehmen, worauf man kommt, wenn man etwa von der unveränderten Gleichung (8) und nicht von (8a) ausgeht; doch ist es auf jeden Fall zweckmäßig, $\varkappa$ als eine dieser Größen zu wählen, weil dadurch die getrennte Behandlung der drei Sonderfälle A, B, C erst ermöglicht wird. Die durch (24) und (25) angegebenen Werte müssen K und $\frac{\delta_1}{n_1}$ beigelegt werden, wenn ε, h und $\varkappa$ gegeben sind, damit einer der drei Sonderfälle A, B, C eintreten kann. Dabei ist noch erforderlich, daß der von (24) gelieferte Wert K reell ist, welche Forderung das Gebiet der frei wählbaren Werte von $\varkappa$, h, ε derart einschränkt, daß jedes dieser Wertetripel die Bedingung

$$(h^2 + \varepsilon)^2 - \varkappa^2 h^2 (1 + \varepsilon)^2 > 0 \tag{26}$$

erfüllen muß.

Zu jedem Wertetripel $\varkappa$, h, ε gehört ein einziger Wert K und ein einziger Wert $\frac{\delta_1}{n_1}$. Da aber bei festgehaltenem $\varkappa$ die Werte von h und ε noch beliebig sind (abgesehen von der durch (26) eingeführten Beschränkung), so gehört zu jedem $\varkappa$ noch eine mehrfach unendliche Mannigfaltigkeit von K- und $\frac{\delta_1}{n_1}$-Werten. Man kann also jeden beliebigen Sonderfall A, B, C auf zahlreiche verschiedene Arten verwirklichen, indem man nur die verfügbaren Systemkonstanten unter Berücksichtigung der Gleichungen (24), (25), (26) passend wählt. Es ist also auch der Sonderfall A, der die Grenzscheide zwischen den Fällen B und C darstellt, nicht etwa nur auf eine einzige Weise — durch ein einziges Wertequadruplet K, $\frac{\delta_1}{n_1}$, h, ε — zu verwirklichen; sondern die Werte der Systemkonstanten K, $\frac{\delta_1}{n_1}$, h, ε können gewissen ausgedehnten Gebieten entnommen werden. Nur sind diese Gebiete weniger umfangreich als bei den Sonderfällen B und C. Der Fall A ist am einfachsten zu behandeln und verhältnismäßig leicht zu übersehen. Deshalb ist er weiter durchgerechnet und zur Grundlage der folgenden Betrachtungen gemacht worden.

§ 6. Der Unterfall I A.

Indem man $\varkappa = 1$ setzt, erhält man nach einfachen Umformungen aus (24) und (25)

$$K_A = \sqrt{1 - \frac{h^2 (1+\varepsilon)^2}{(h^2+\varepsilon)^2}} \tag{27}$$

$$\frac{\delta_{1A}^2}{n_1^2} = \frac{(h^2-1)h^2}{(h^2+\varepsilon)(h^2-\varepsilon)} \tag{28}$$

Damit werden die Koeffizienten a_0, a_1, a_2, a_3

$$\left.\begin{aligned}
a_3 &= 2(1+\varepsilon)\frac{\sqrt{h^2-1}}{\sqrt{h^4-\varepsilon^2}}\frac{(h^2+\varepsilon)^2}{(1+\varepsilon)^2 h} n_1 \\
a_2 &= \left(h^2+1+4\varepsilon\frac{(h^2-1)h^2}{h^4-\varepsilon^2}\right)\frac{(h^2+\varepsilon)^2}{(1+\varepsilon)^2 h^2} n_1^2 \\
a_1 &= 2\frac{\sqrt{h^2-1}}{\sqrt{h^4-\varepsilon^2}}\frac{(h^2+\varepsilon)^3}{(1+\varepsilon)^2 h} n_1^3 \\
a_0 &= \frac{(h^2+\varepsilon)^2}{(1+\varepsilon)^2} n_1^4
\end{aligned}\right\} \tag{29}$$

Einsetzen dieser Werte in die Gleichungen (11a) des ersten Teiles unter Ersatz der Größen ζ durch μ liefert die beiden Werte von μ [vgl. Gl. (16) und (19)], die hier — im Fall A — die einfache Form haben

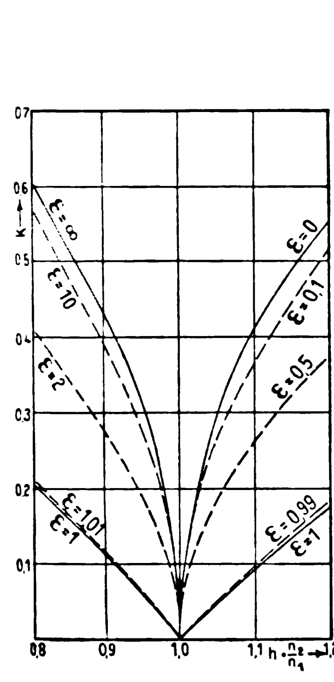
$$\left.\begin{aligned}
\mu_{\mathrm{I}} = \mu_{\mathrm{III}} &= -\frac{a_3}{4} + i\sqrt{\sqrt{a_0} - \frac{a_3^2}{16}} \\
\mu_{\mathrm{II}} = \mu_{\mathrm{IV}} &= -\frac{a_3}{4} - i\sqrt{\sqrt{a_0} - \frac{a_3^2}{16}}
\end{aligned}\right\} \tag{30}$$

und mit Rücksicht auf (19) die Dämpfung δ_A' und die Frequenz ν_A' der gemeinsamen Hauptschwingung des gekoppelten Systems ergeben

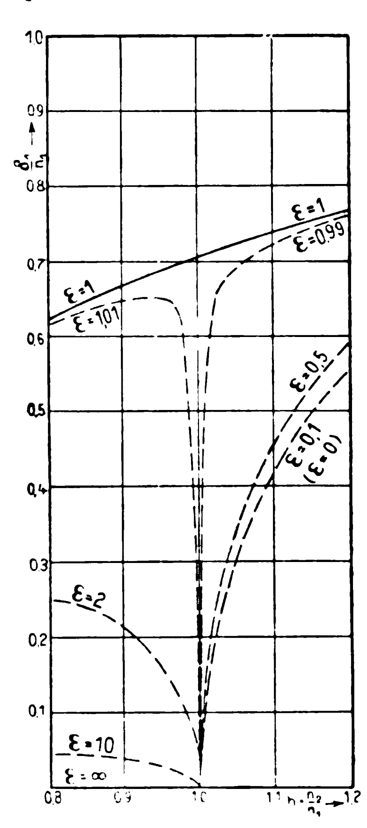
$$\delta_A' = n_1 \frac{h^2+\varepsilon}{2h(1+\varepsilon)}\sqrt{\frac{(h^2-1)(h^2+\varepsilon)}{h^2-\varepsilon}} \tag{31}$$

$$\nu_A' = \frac{n_1}{2h(1+\varepsilon)}\sqrt{\frac{(h^2+\varepsilon)[4h^2(h^2-\varepsilon)(1+\varepsilon) - (h^2-1)(h^2+\varepsilon)^2]}{h^2-\varepsilon}} \tag{32}$$

Nach den Formeln (27), (28), (31), (32) sind für verschiedene Wertepaare ε, h die Größen K, $\frac{\delta_1}{n_1}$, $\frac{\delta_A'}{n_1}$, $\frac{\nu_A'}{n_1}$, ferner mittels (15) auch $\frac{\nu_1}{n_1}$,



Koppelungsparameter K.
Fig. 1.



Dämpfung des freien Systems 1.
Fig. 2.

$\frac{\nu_2}{n_1}$ und weiterhin noch $\frac{\delta_2}{n_1}$, sowie die natürlichen logarithmischen Dekremente

$$\mathfrak{d}_1 = \frac{2\pi\,\delta_1}{\nu_1}, \qquad \mathfrak{d}_2 = \frac{2\pi\,\delta_2}{\nu_2}, \qquad \mathfrak{d}' = \frac{2\pi\,\delta'}{\nu'} \tag{33}$$

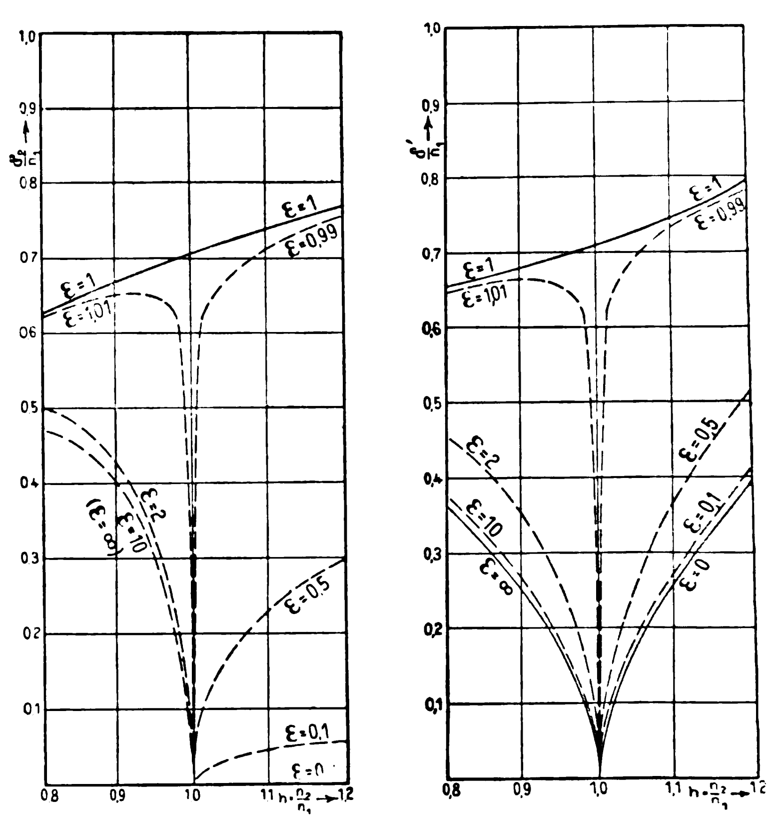
berechnet und in Tabelle 1 zusammengestellt worden. Die gestrichenen Größen gelten für das gekoppelte System, die ungestrichenen für die

Tabelle 1.

	$h = \frac{n_2}{n_1}$	K	$\frac{\delta_1}{n_1}$	$\frac{\delta_2}{n_1}$	$\mathfrak{d}_1$	$\mathfrak{d}_2$	$\frac{\nu_1}{n_1}$	$\frac{\nu_2}{n_1}$	$\frac{\delta'}{n_1}$	$\mathfrak{d}'$	$\frac{\nu'}{n_1}$
$\varepsilon = \frac{\delta_2}{\delta_1} = \infty$	0,5	0,8660	0	0,4330	0	10,8828	1	0,25000	0,8661	10,8828	0,50000
	0,833	0,5528	0	0,4606	0	4,1678	1	0,69444	0,3317	2,2089	0,94340
	0,9	0,4359	0	0,3924	0	3,0431	1	0,81000	0,2421	1,5682	0,9702
	0,98	0,1971	0	0,1932	0	1,2629	1	0,96117	0,1005	0,6346	0,99494
	0,99	0,1404	0	0,1390	0	0,8908	1	0,98030	0,0716	0,4465	0,99748
	0,998	0,0632	0	0,0630	0	0,3976	1	0,99601	0,0316	0,1989	0,99950
	0,999	0,0447	0	0,0446	0	0,2811	1	0,99800	0,0224	0,1406	0,99975
	0,9999	0,0141	0	0,01414	0	0,0889	1	0,99980	0,00707	0,0444	0,99998
	1	0	0	0	0	0	1	1	0	0	1
$\varepsilon = \frac{\delta_2}{\delta_1} = 10$	0,5	0,8438	0,0422	0,4219	0,2724	10,8964	0,99906	0,24977	0,8274	10,4560	0,49720
	0,833	0,5151	0,0462	0,4618	0,2904	4,1822	0,99893	0,69370	0,3457	2,3520	0,92343
	0,98	0,1789	0,0194	0,1941	0,1220	1,2690	0,99981	0,96099	0,1103	0,6984	0,99222
	0,998	0,0571	0,0063	0,0635	0,0399	0,4004	0,99998	0,99598	0,0350	0,2198	0,99921
	1	0	0	0	0	0	1	1	0		1
$\varepsilon = \frac{\delta_2}{\delta_1} = 2$	0,5	0,7454	0,2185	0,4369					0,7365		0,45562
	0,833	0,3730	0,2456	0,4912					0,4279		0,84559
	0,909	0,2626	0,2079	0,4159					0,3350		0,91099
	0,98	0,1160	0,1101	0,2203					0,1642		0,96009
	0,99	0,0818	0,0797	0,1594					0,1192		0,97962
	1	0	0	0	0	0	1	1	0	0	1
$\varepsilon = \frac{\delta_2}{\delta_1} = 1{,}0101$	0,5	0,6032	0,4424	0,4469					0,6990		0,37184
	0,833	0,1851	0,6280	0,6343					0,6536		0,64873
	0,98	0,0243	0,6220	0,6283					0,6256		0,76770
	0,998	0,0049	0,3749	0,3787					0,3768		0,92523
	1	0	0	0	0	0	1	1	0	0	1

$\varepsilon = \frac{\delta_2}{\delta_1} = 1$	0,5	0,6000	0,4472	0,4472					0,6988		0,3698
	0,833	0,1803	0,640	0,640					0,6617		0,6398
	0,98	0,0198	0,7001	0,7001					0,7004		0,7001
	1	*0*	*0 bis 0,707*	*0 bis 0,707*					0 bis 0,707		0,707 bis 1
	1,02	*0,0198*	*0,7141*	*0,7141*					0,7144		0,7141
	1,2	*0,1803*	*0,768*	*0,768*					0,794		0,7678
	2	0,6000	0,8944	0,8944					1,3975		0,7395
$\varepsilon = \frac{\delta_2}{\delta_1} = 0,99$	1	0	0	0	0	0	1	1	0	0	1
	1,002	0,0049	0,3794	0,3756					0,3775		0,92708
	1,02	0,0243	0,6409	0,6345					0,6381		0,78306
	1,2	0,1851	0,7612	0,7536					0,7843		0,77847
	2	0,6032	0,8938	0,8849					1,3980		0,74368
$\varepsilon = \frac{\delta_2}{\delta_1} = 0,5$	1	0	0	0	0	0	1	1	0	0	1
	1,01	0,0818	0,1610	0,0805					0,1204		0,98941
	1,02	0,1160	0,2247	0,1123					0,1675		0,97929
	1,1	0,2626	0,4575	0,2287					0,3685		1,00209
	1,2	0,3730	0,5894	0,2947					0,5135		1,01470
	2	0,7454	0,8739	0,4369					1,4730		0,91124
$\varepsilon = \frac{\delta_2}{\delta_1} = 0,1$	1	0	0	0	0	0	1	1	0	0	1
	1,002	0,0571	0,0636	0,00636	0,4004	0,0399	0,9980	1,0020	0,0350	0,2198	1,00121
	1,02	0,1789	0,1980	0,0198	1,2690	0,1220	0,98021	1,01981	0,1125	0,6984	1,01207
	1,2	0,5151	0,5541	0,0554	4,1822	0,2904	0,83244	1,19872	0,4148	2,3520	1,10812
	2	0,8438	0,8663	0,0866	10,8964	0,2724	0,49953	1,99812	1,6548	10,4560	0,99440
$\varepsilon = \frac{\delta_2}{\delta_1} = 0$	1	0	0	0	0	0	1	1	0	0	1
	1,0001	0,0141	0,0141	0	0,0889	0	0,99990	1,0001	0,00707	0,0444	1,00008
	1,001	0 0447	0,0147	0	0,2811	0	0,99902	1,001	0,0224	0,1406	1,00075
	1,002	0,0632	0,0632	0	0,3976	0	0,99804	1,002	0,0317	0,1989	1,00150
	1,01	0,1404	0,1404	0	0,8908	0	0,99010	1,01	0,0716	0,4465	1,00746
	1,02	0,1971	0,1971	0	1,2629	0	0,98039	1,02	0,1025	0,6346	1,01482
	1,111	0,4359	0,4359	0	3,0431	0	0,90000	1,11111	0,2691	1,5682	1,0780
	1,2	0,5528	0,5528	0	4,1678	0	0,83333	1,2	0,3980	2,2089	1,1321
	2	0,8660	0,8660	0	10,8828	0	0,50000	2	1,7321	10,8828	1,0000

beiden freien Teilsysteme 1 und 2. Jede der 9 Horizontalabteilungen der Tabelle entspricht einem Werte des Verhältnisses $\varepsilon = \frac{\delta_2}{\delta_1}$ der Dämpfungen der freien Systeme, der willkürlich angenommen werden kann und in der Tabelle von 0 bis ∞ variiert. Für jeden dieser

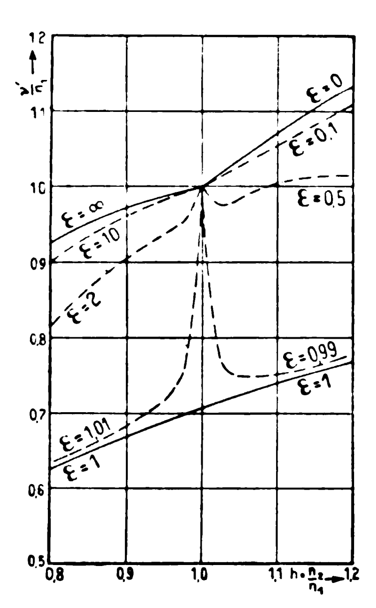


Dämpfung des freien Systems 2.
Fig. 3.

Dämpfung des gekoppelten Systems.
Fig. 4.

Werte ε sind die zugehörigen Werte der in den Spaltenüberschriften angegebenen Größen berechnet, die zu den in Spalte 1 enthaltenen Werten $h = \frac{n_2}{n_1}$ des Verhältnisses der ungedämpften Frequenzen der freien Teilsysteme gehören. Die obere Hälfte der Tabelle ist auf Grund gewisser Reziprozitätsbeziehungen aus der unteren durch Um-

rechnung erhalten worden. In den Figuren 1—5 sind die Zahlen der Spalten 2, 3, 4, 9, 11 als Funktion des variablen Frequenzverhältnisses, d. h. der Verstimmung $h = \frac{n_2}{n_1}$ graphisch dargestellt. Jeder der zehn Kurven einer Figur ist der zugehörige Wert ε beigefügt. Die



Frequenz des gekoppelten Systems.
Fig. 5.

Figuren stellen den Verlauf dieser Funktionen in der Umgebung der Resonanzstelle $h = 1$, d. h. $n_2 = n_1$, in ihrer Abhängigkeit von der gegenseitigen Verstimmung der beiden freien Systeme dar.

§ 7. Zusammenstellung der Bedingungen für die Verwirklichung des Falles I A.

Aus der Tabelle und den Figuren lassen sich bestimmte Schlüsse über die Möglichkeit der Herstellung einwelliger gekoppelter Systeme, die zum Sonderfall A gehören, ziehen. Man erhält folgendes:

1. Aus Figur 4 ist ersichtlich, daß nur solche Systeme zur Verkoppelung in Betracht kommen, deren Dämpfungen δ_1 und δ_2 sehr verschieden sind; denn bei annähernd gleichen Dämpfungen (also wenn ε von 1 nicht sehr verschieden ist)

wird die resultierende Dämpfung schon in allernächster Nähe der Resonanzstelle so groß, daß sich kein brauchbares gekoppeltes System ergibt. Dämpfungen, die im Verhältnis 1:10 stehen, können dabei schon als außerordentlich (annähernd unendlich) verschieden gelten, denn die Kurven für $\varepsilon = 0{,}1$ und $\varepsilon = 0$ einerseits, $\varepsilon = 10$ und $\varepsilon = \infty$ andererseits liegen einander schon sehr nahe.

2. Figur 1 zeigt, daß bei gegebener Verstimmung h die anzuwendende Koppelung K um so größer wird, je verschiedener die Dämpfungen sind. Dies Ergebnis unterstützt das unter 1. erhaltene bezüglich der anzuwendenden Dämpfungen.

3. Aus Figur 1 folgt weiter, daß die anzuwendende Koppelung K um so kleiner wird, je geringer die Verstimmung der Teilsysteme ist. Bei Einklang ($h = 1$) ist sie Null. Man muß also etwas verstimmte Systeme anwenden, um sie überhaupt koppeln zu können. Bei einer Verstimmung um 2 Tausendstel ($h = 0{,}998$ oder $1{,}002$) ist der anwendbare Koppelungskoeffizient im günstigsten Falle sehr ungleicher Dämpfungen ($\varepsilon = 0$ oder $\varepsilon = \infty$) etwa $K = 0{,}05$, d. h. $5\,^0/_0$ seines größten möglichen Wertes 1.

4. Aus Fig. 4 und Spalte 10 der Tabelle ist aber zu entnehmen, daß die Verstimmung nur bis höchstens etwa zwei Tausendstel betragen darf, weil sonst die resultierende Dämpfung zu groß wird. In den günstigsten Fällen, (bei $\varepsilon = 0$ und $\varepsilon = \infty$) ist nämlich das resultierende logarithmische Dekrement $\mathfrak{d}'$ bei einer Verstimmung um zwei Tausendstel schon ungefähr 0,2, was gerade noch als höchster brauchbarer Wert zugelassen werden kann.

Kurz zusammenfassend kann man sagen:

Die Herstellung einwelliger Schwingungssysteme des Sonderfalles I A erfordert zwei wenig (um höchstens zwei Tausendstel) gegeneinander verstimmte Teilsysteme mit möglichst verschiedenen Eigendämpfungen, die mit einem bestimmten Koppelungsgrade lose miteinander zu koppeln sind.

§ 8. Die Unterfälle I B und I C.

Nachdem so Zahlenwerte für den Unterfall I A gewonnen sind, ist es nicht schwer, sich von den Bedingungen für den Eintritt der

Fälle I B und I C ein Bild zu machen. Die Grundlage dafür liefern die für alle drei Fälle gültigen Gleichungen (24) und (25). Man entnimmt ihnen leicht folgende Beziehungen.

α) Die Koppelung.

Ist $\varkappa > 1$ (Fall I B), so wird der zu wählende Koppelungskoeffizient $K = K_B$ kleiner als in Fall I A; ist $\varkappa < 1$ (Fall I C), so wird $K = K_C$ größer als in Fall A. Also:

Zur Verwirklichung des Falles I B (Hauptschwingungen mit gleichen Dämpfungen, aber ungleichen Frequenzen) muß die Koppelung loser sein als für den Fall I A, zur Verwirklichung des Falles I C (Hauptschwingungen mit ungleichen Dämpfungen, aber gleicher Frequenz) muß sie fester sein als für Fall I A,

Über die Geschwindigkeit, mit der sich K ändert, wenn man vom Fall I C durch I A zu I B übergeht, erhält man durch Bildung des Differentialquotienten $\frac{dK}{d\varkappa}$ Aufschluß. In unmittelbarer Umgebung der Resonanzstelle, die allein in Betracht kommt, ergibt sich

$$\left(\frac{dK^2}{d\varkappa}\right)_{\substack{\varkappa=1\\ h=1}} = -2 \tag{34}$$

unabhängig vom Werte ε. Um daraus $\frac{dK}{d\varkappa}$ selbst zu erhalten, hat man nur noch durch den jedesmaligen Wert von $2K$, der aus Tabelle 1 zu entnehmen ist, zu dividieren; denn es ist

$$\frac{dK^2}{d\varkappa} = 2K\frac{dK}{d\varkappa} \tag{35}$$

Daher ist der Differentialquotient $\frac{dK}{d\varkappa}$ an der Resonanzstelle beim Durchgang durch den Fall I A einfach umgekehrt proportional dem jedesmaligen Werte des Koppelungskoeffizienten K für $\varkappa = 1$ und den betreffenden in der Nähe von 1 liegenden Wert h. Da diese Werte K ziemlich klein sind, so werden die Differentialquotienten recht beträchtlich, für $h = 1$ selbst sogar unendlich groß; K ändert sich also bei diesem Übergang ziemlich schnell.

β) Die Dämpfung.

Der Gang der anzuwendenden Dämpfung δ_1 des Teilsystems 1 bei Variation von $\varkappa$ ergibt sich ebenfalls durch Betrachtung des ent-

sprechenden Differentialquotienten. Man erhält für $\varkappa = 1$ und $h = 1$

$$\left[\frac{d}{d\varkappa}\left(\frac{\delta_1^{\,2}}{n_1^{\,2}}\right)\right]_{\substack{\varkappa=1\\ h=1}} = -\frac{4}{(1-\varepsilon)^2} \tag{36}$$

Um die Werte des Quotienten $\frac{d}{d\varkappa}\left(\frac{\delta_1}{n_1}\right)$ selbst zu erhalten, hat man wieder durch die doppelten Zahlenwerte der betrachteten Größe selbst, nämlich $\frac{\delta_1}{n_1}$, zu dividieren. Da auch diese Werte, ebenso wie die K-Werte, in der Umgebung der Resonanzstelle (wenigstens bei den allein in Betracht kommenden von 1 stark verchiedenen Werten ε) klein sind, so erfolgt auch hier die Änderung beim Durchgang durch den Fall I A ziemlich rasch, indem der zugehörige Differentialquotient im allgemeinen große Werte annimmt. Doch ist das Verhalten etwas komplizierter, weil die rechte Seite von (36) noch von ε abhängt. Das bewirkt, daß für große Werte von ε (d. h. $\varepsilon \gg 1$, z. B. für $\varepsilon = 10$) der Differentialquotient von $\frac{\delta_1}{n_1}$ trotz des kleinen in den Nenner kommenden Wertes $\frac{\delta_1}{n_1}$ nur mäßig groß wird oder sogar klein bleibt. Mit anderen Worten: die Dämpfung des schwächer gedämpften Teilsystems ändert sich beim Übergang vom Fall I B zu I C verhältnismäßig wenig. Dagegen ändert sich die des anderen, stärker gedämpften Systems schneller, weil $\delta_2 = \varepsilon\,\delta_1$, also

$$\frac{d}{d\varkappa}\left(\frac{\delta_2^{\,2}}{n_2^{\,2}}\right) = \varepsilon^2 \frac{d}{d\varkappa}\left(\frac{\delta_1^{\,2}}{n_1^{\,2}}\right) \tag{37}$$

ist. Wenn also auch bei der zur Bildung von $\frac{d}{d\varkappa}\left(\frac{\delta_2}{n_1}\right)$ erforderlichen Division durch $\frac{\delta_2}{n_1} = \frac{\varepsilon\,\delta_1}{n_1}$ noch ein ε im Zähler wegfällt, so bleibt der resultierende Wert doch um den Faktor ε größer als der Wert von $\frac{d}{d\varkappa}\left(\frac{\delta_1}{n_1}\right)$.

Das soeben erhaltene Resultat bleibt natürlich qualitativ dasselbe, wenn man $\varepsilon < 1$ annimmt, also das stärker gedämpfte System mit dem Index 1, das schwächer gedämpfte mit 2 bezeichnet. Das gemeinsame aus dem negativen Wert des Differentialquotienten folgende Ergebnis ist:

Zur Herstellung des Falles I B muß die Dämpfung der freien Systeme kleiner, zur Herstellung des Falles I C größer als im Falle I A genommen werden.

Der Fall I C (gleiche Frequenz, ungleiche Dämpfungen) ist gegen den Fall I B (ungleiche Frequenzen, gleiche Dämpfung) also bezüglich der Größe der Dämpfung im Nachteil; bezüglich der Koppelung dagegen im Vorteil. Doch erkennt man bei genauerem Studium, daß es im ganzen benachteiligt bleibt, weil die Dämpfung im allgemeinen schneller als die Koppelung beim Durchgang durch Fall I A wächst.

γ) Die zulässige Verstimmung.

Ist der Wert des Verhältnisses der beiden Dämpfungen ε willkürlich festgelegt und ebenso ein beliebiger Wert von $\varkappa$ angenommen, so ist zwar die Verstimmung h der Teilsysteme auch noch willkürlich wählbar, aber doch nur innerhalb gewisser Grenzen, weil sonst imaginäre Werte für den Koppelungskoeffizienten herauskommen würden. Umgekehrt ist natürlich durch diese Bedingung das Wertgebiet für $\varkappa$ festgelegt, wenn man ε und h willkürlich frei gewählt hat; damit ist dann bestimmt, welcher oder welche der drei Fälle A, B, C innerhalb des gewählten Gebietes der ε und h verwirklicht werden können.

Tabelle 2.

Werte der Funktion $F = \frac{h^2 + \varepsilon}{h(1 + \varepsilon)}$.

	$h = 0{,}9$	$h = 0{,}99$	$h = 0{,}999$	$h = 1$	$h = 1{,}001$	$h = 1{,}01$	$h = 1{,}1$
$\varepsilon = 0$	0,9	0,99	0,999	1	1,001	1,01	1,1
$\varepsilon = 0{,}1$	0,91919	0,99183	0,99918	1	1,00082	1,00810	1,08264
$\varepsilon = 0{,}2$	0,93518	0,99335	0,99933	1	1,00067	1,00668	1,06818
$\varepsilon = 0{,}5$	0,97037	0,99670	0,99967	1	1,00033	1,00337	1,03636
$\varepsilon = 0{,}8$	0,99383	0,99893	0,99989	1	1,00011	1,00116	1,01515
$\varepsilon = 1$	1,00556	1,00005	1,00000	1	1,00000	1,00005	1,00455

Fortsetzung von Tabelle 2.

	$h =$ 0,909090	$h =$ 0,990099	$h =$ 0,999001	$h = 1$	$h =$ 1,001001	$h =$ 1,010101	$h =$ 1,111111
$\varepsilon = 1$	1,00455	1,00005	1,00000	1	1,00000	1,00005	1,00556
$\varepsilon = 1{,}25$	1,01515	1,00116	1,00011	1	0,99989	0,99893	0,99383
$\varepsilon = 2$	1,03636	1,00337	1,00033	1	0,99967	0,99670	0,97037
$\varepsilon = 5$	1,06818	1,00668	1,00067	1	0,99933	0,99335	0,93518
$\varepsilon = 10$	1,08264	1,00810	1,00082	1	0,99918	0,99183	0,91919
$\varepsilon = \infty$	1,1	1,01	1,001	1	0,999	0,99	0,9

Die hierfür maßgebende Bedingungsgleichung ist die Gleichung (26). Sie läßt sich in die Form bringen: es muß sein

$$\varkappa < F, \quad F = \frac{h^2 + \varepsilon}{h(1 + \varepsilon)} \tag{38}$$

F als Funktion von h und ε ist in Tabelle 2 und Fig. 6 mit h als Abszisse dargestellt innerhalb des Verstimmungsintervalls von $h = 0,9$ bis 1,1. Aus dieser Figur ist sofort zu entnehmen, welche Fälle A, B oder C mit einem gegebenen Wertepaar h, ε hergestellt werden

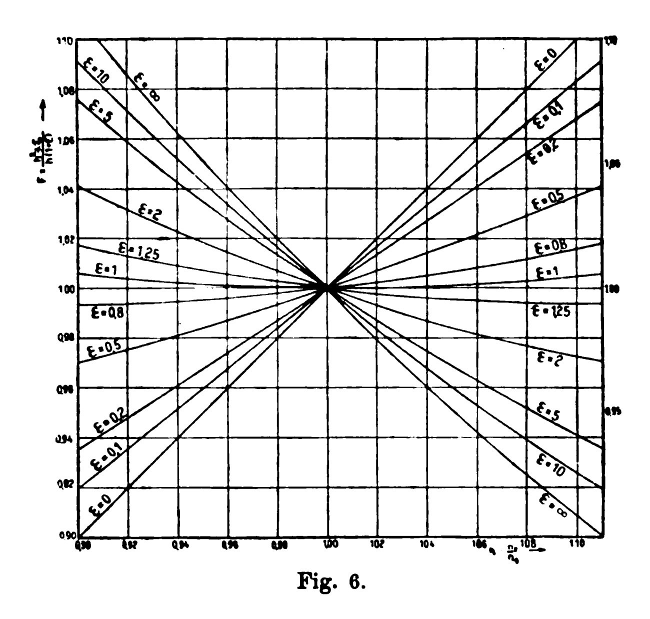


Fig. 6.

können, denn $\varkappa$ kann nur immer kleiner als die zugehörige Ordinate von Fig. 6 sein. Es ergibt sich z. B. für den Sonderfall A, für den $\varkappa = 1$ sein muß:

Für $\varepsilon > 1$ sind alle Werte $h < 1$ zulässig, für $\varepsilon < 1$ sind alle Werte $h > 1$ zulässig; außerdem können dazu noch gewisse Werte $h < 1$ mit gewissen Werten $\varepsilon < 1$ kombiniert werden, die in einem bestimmten engen Bereich unterhalb 1 liegen, und gewisse Werte $h > 1$ ebenso mit gewissen in einem engen Bereich oberhalb 1 liegenden Werten $\varepsilon > 1$, so daß ebenfalls der Fall I A entsteht.

Läßt man dies letztgenannte, wegen zu großer resultierender Dämpfung (vgl. § 7) nicht in Betracht kommende, Gebiet in der nächsten Umgebung von $\varepsilon = 1$ weg, so kann man, auch die Fälle B und C mitumfassend, sagen:

Um Fall IB (und auch IA) zu verwirklichen, muß man bei Werten $\varepsilon < 1$ Werte $h > 1$ benutzen, bei Werten $\varepsilon > 1$ dagegen Werte $h < 1$. Zur Herstellung des Falles IC können bei $\varepsilon < 1$ in gewissen, ziemlich weiten Grenzen auch Werte $h < 1$, bei $\varepsilon > 1$ auch Werte $h > 1$ genommen werden.

Danzig-Langfuhr, Technische Hochschule.

(Eingesandt 20. Dezember 1914.)

Adresse des Autors: Oliva bei Danzig, Jahnstr. 8.

Das Girardeausche „Système à onde unique“ der Société française radio-électrique in kritischer Beleuchtung.[1]

Von **A. Kalähne.**

Von der „Société française radio-électrique“ in Paris wird auf Grund von Patenten der Herren J. F. J. Béthenod und E. Girardeau ein „Système à onde unique“ der drahtlosen Telegraphie hergestellt. Dieses auf einer bestimmten Koppelung dreier Stromkreise beruhende System erhebt, wie der Name besagt, den Anspruch, ein einwelliges System zu sein; mit anderen Worten: es soll bei ihm der den gekoppelten Systemen im allgemeinen anhaftende Nachteil der Mehrwelligkeit vermieden sein. Über die Berechtigung dieser Behauptung hat sich ein Streit erhoben, der im „Electrician“ und der „Lumière électrique“ zwischen den Herren Howe[2]), Béthenod[3]), Girardeau[4]) geführt worden ist und auch in diesem „Jahrbuch“ eine Stellungnahme des Herausgebers G. Eichhorn[5]) zu dieser Frage veranlaßt hat. Sowohl Howe als auch Eichhorn bestreiten die Zulässigkeit des erhobenen Anspruches. Da die Frage der Herstellung einwelliger Schwingungssysteme praktisch erhebliches Interesse besitzt, und der

1) Weitere kritische Äußerungen von Prof. Howe s. S. 156.
2) G. W. O. Howe, Electrician 71, 655, 824 u. 1064, 1913.
3) J. F. J. Béthenod, ebenda 71, 824, 1913.
4) F. Girardeau, La Lumière Electrique (2) 26, 37—42 u. 69—77, 1914.
5) G. Eichhorn, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 7, 535—540, 1913.

Streit noch nicht entschieden ist, vielmehr beide Teile auf ihrer Ansicht bestehen, so darf wohl von unbeteiligter dritter Seite versucht werden, eine Entscheidung zu finden. Ich kann mich dabei im wesentlichen an die oben angeführte letzte Veröffentlichung von Girardeau in „Lumière Electrique" halten und werde mich bei der Behandlung der theoretischen Seite der Sache auf meine vorstehend abgedruckte Arbeit über einwellige gekoppelte Schwingungssysteme stützen, deren Rechnungsergebnisse zum Teil ohne weiteres auf den vorliegenden Fall angewandt werden können [1]).

Für die Beurteilung des „Système à onde unique" und der zu seinen Gunsten erhobenen Ansprüche ist die Beantwortung folgender Fragen wesentlich:

1. Sind einwellige gekoppelte Schwingungssysteme theoretisch überhaupt möglich?

2. Sind sie praktisch zu verwirklichen?

3. Läßt sich mit dem von Girardeau in seinem Patent (D. R. P. Nr. 262825) beschriebenen System dreier Schwingungskreise eine einwellige Schwingung herstellen?

4. Wenn Frage 3 zu bejahen ist: Ist das theoretische Girardeausystem der drei gekoppelten Kreise unter allen Umständen einwellig oder müssen zur Erzielung der Einwelligkeit noch besondere Bedingungen zwischen den Konstanten der drei Kreise (Induktanz, Kapazität, Koppelungskoeffizient usw.) erfüllt sein?

5. Bietet das Girardeausystem im Fall der Einwelligkeit bessere Koppelungsmöglichkeit als das zweikreisige Braunsche System?

6. Ist das Girardeausystem in seiner praktischen Ausführungsform identisch oder wenigstens gleichwertig mit dem von dem Erfinder seinen theoretischen Untersuchungen zugrunde gelegten System?

7. Ist der Wirkungsgrad des Girardeausystems, wie der Erfinder behauptet, besser und kommt ihm eine größere Wirtschaftlichkeit zu als dem zweikreisigen System?

Die des Näheren zu begründenden Antworten sind folgende: Frage 1, 2 und 3 sind zu bejahen. Bei Frage 4 ist der erste Teil zu verneinen, der zweite zu bejahen. Frage 5 ist prinzipiell zu verneinen. Frage 6 ist bedingt zu bejahen. Frage 7 ist nach den theoretischen Grundlagen zu verneinen. Die Versuche, die Girardeau zugunsten seines Systems anführt, sind nicht zahlreich genug, und vor allem nicht einwandfrei.

1) A. Kalähne, Jahrb. f. drahtl. Telegr. 10, 122, 1915. Ann. d. Physik 42, 1001, 1913.

Zu Frage 1, 2 und 3. Die Theorie der gekoppelten elektromagnetischen Schwingungssysteme ist bekannt und braucht nur angedeutet zu werden. Die Eigenschwingungen werden durch ein System zusammengehöriger homogener linearer Differentialgleichungen zweiter Ordnung geregelt und zwar gewöhnlicher, nicht partieller, Differentialgleichungen, wenn man, wie üblich, quasistationäre Strömung annimmt. Die Anzahl der Gleichungen ist gleich der Anzahl der Freiheitsgrade des ganzen Schwingungssystems, d. h. gleich der Anzahl der miteinander gekoppelten Schwingungskreise. Sind m einzelne Kreise vorhanden, so hat man auch m Differentialgleichungen, durch welche die m oszillierenden Stromstärken J_{I}, $J_{\mathrm{II}} \ldots J_m$ oder die mit ihnen verbundenen Spannungen V_{I}, $V_{\mathrm{II}} \ldots V_m$ bestimmt werden, die statt der Stromstärken als unabhängige Schwingungskoordinaten genommen werden können.

Die Lösung des Gleichungssystems erfolgt durch den Ansatz

$$\left.\begin{aligned}
J_{\mathrm{I}} &= A_{\mathrm{I}1}\, e^{-\delta_1 t} \sin(\nu_1 t + \Theta_{\mathrm{I}1}) + A_{\mathrm{I}2}\, e^{-\delta_2 t} \sin(\nu_2 t + \Theta_{\mathrm{I}2}) + \ldots \\
&\qquad + A_{\mathrm{I}m}\, e^{-\delta_m t} \sin(\nu_m t + \Theta_{\mathrm{I}m}) \\
J_{\mathrm{II}} &= A_{\mathrm{II}1}\, e^{-\delta_1 t} \sin(\nu_1 t + \Theta_{\mathrm{II}1}) + A_{\mathrm{II}2}\, e^{-\delta_2 t} \sin(\nu_2 t + \Theta_{\mathrm{II}2}) + \ldots \\
&\qquad + A_{\mathrm{II}m}\, e^{-\delta_m t} \sin(\nu_m t + \Theta_{\mathrm{II}m}) \\
&\cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \\
J_{(m)} &= A_{(m)1}\, e^{-\delta_1 t} \sin(\nu_1 t + \Theta_{(m)1}) + A_{(m)2}\, e^{-\delta_2 t} \sin(\nu_2 t + \Theta_{(m)2} + \ldots \\
&\qquad + A_{(m)m}\, e^{-\delta_m t} \sin(\nu_m t + \Theta_{(m)m}) \,.
\end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Das heißt: die resultierende Stromstärke in jedem der Einzelkreise, entsteht durch Übereinanderlagerung von m Komponenten, die Sinusschwingungen mit den im allgemeinen verschiedenen Frequenzen ν_1, $\nu_2 \ldots \nu_m$ und zugehörigen Dämpfungen δ_1, $\delta_2 \ldots \delta_m$ sind. Die $2m^2$ Amplituden $A_{\mathrm{I}1}$, $A_{\mathrm{II}1}$ usw., und Phasenkonstanten $\Theta_{\mathrm{I}1}$, $\Theta_{\mathrm{II}1}$ usw. sind, nebenbei bemerkt, durch $2m(m-1)$ Bedingungsgleichungen verbunden, so daß nur $2m$ von ihnen willkürlich wählbare Integrationskonstanten sind, die durch die Anfangsbedingungen (Stromstärken und Spannungen in den Einzelkreisen zur Zeit $t = 0$) bestimmt werden. Für uns kommt dies aber nicht in Betracht. Wesentlich ist nur die Tatsache, daß in jedem der Einzelkreise im allgemeinen eine mehrwellige Schwingung vorhanden ist, da im allgemeinen Falle die m Frequenzen $\nu_1 \ldots \nu_m$ und ebensoviele zugehörigen Dämpfungen $\delta_1 \ldots \delta_m$ verschieden sind. Diese Größen ergeben sich als Wurzeln der charakteristischen Gleichung, einer algebraischen Gleichung vom Grade $2m$ mit reellen Koeffizienten in der komplexen Form

$$\delta_j \pm i\nu_j \qquad (j = 1, 2 \ldots m)$$

Der reelle Teil der Wurzeln liefert die Dämpfungskonstanten δ, der Faktor des imaginären Teiles die Frequenzen ν.

Da die Wurzeln von algebraischen Gleichungen unter besonderen Bedingungen alle oder teilweise einander gleich werden können, so folgt ohne weiteres die theoretische Möglichkeit der Herstellung einwelliger gekoppelter Schwingungssysteme bei Systemen, die aus beliebig vielen Einzelkreisen zusammengesetzt sind. Es ist nur nötig, daß die imaginären Teile $i\nu_j$ aller Wurzeln der genannten charakteristischen Gleichung einander gleich werden. Dazu müssen die Koeffizienten dieser Gleichung bestimmten Bedingungen genügen, was wiederum bestimmte Beziehungen zwischen den Werten der physikalischen Konstanten (Widerstand, Induktanz usw.) der Einzelkreise des Systems erfordert, die eingehalten werden müssen. Durch Hinzunahme von noch mehr solchen Beziehungen lassen sich auch die Dämpfungen δ alle auf einen einzigen Wert bringen, so daß ein gekoppeltes System mit nur einer einzigen Eigenschwingung von bestimmter Frequenz und Dämpfung entsteht. Das ist der speziellste Fall, bei dem die geringste Freiheit in der Wahl der physikalischen Konstanten der Einzelkreise besteht. Werden nur die Frequenzen gleich gemacht, die Dämpfungen aber verschieden gelassen, so ist die Auswahl größer. Denkbar, aber praktisch weniger von Wert, ist auch der umgekehrte Fall, daß die Frequenzen verschieden gelassen, die Dämpfungen jedoch durch geeignete Wahl der physikalischen Konstanten gleichgemacht werden.

Diese drei Fälle, mit besonderer Berücksichtigung des interessantesten speziellsten Falles, habe ich für Systeme mit zwei Freiheitsgraden, die sich aus zwei Einzelkreisen zusammensetzen, in der vorher angeführten Arbeit eingehend behandelt. Soweit die Rechnungsergebnisse hier für uns in Betracht kommen, werden sie besonders angeführt werden. Für weitere Einzelheiten sei auf die Arbeit selbst verwiesen.

Es sind darin — zunächst für den wichtigsten Fall der rein magnetischen (induktiven) Koppelung zweier Kreise — die Bedingungen angegeben, welche die physikalischen Konstanten (Koppelungsparameter, Frequenz und Dämpfung der Einzelkreise) zur Erzielung der Einwelligkeit erfüllen müssen. Vorgreifend sei bemerkt, daß für andere Koppelungsarten sich ähnliche, nur etwas anders geformte Bedingungen ergeben, wie ohne weiteres klar sein dürfte, und daß es keine prinzipiellen, sondern nur praktisch rechnerische Schwierigkeiten bereitet, die entsprechenden Bedingungen für Systeme mit drei und mehr Freiheitsgraden (aus drei und mehr Einzelsystemen bestehend) zu berechnen.

Die gleichen Rechnungen hat in der jüngsten Veröffentlichung Girardeau ausgeführt. Für den Fall zweier magnetisch gekoppelten Kreise, den er behandelt, sind seine Ergebnisse mit den meinigen vollkommen gleich, wie es sein muß. Er geht dann noch weiter und behandelt ein spezielles System, das aus drei magnetisch gekoppelten Kreisen besteht und für welches die Rechnungen ebenfalls noch sehr einfach sind. Die Ergebnisse derselben benutzt er, um die Behauptung von der Überlegenheit seines dreikreisigen „système à onde unique“ über das zweikreisige Braunsche System zu stützen; mit welchem Recht, soll in den nächsten Abschnitten besprochen werden. Hier haben wir zunächst ganz allgemein festgestellt, daß bei jedem, aus beliebig vielen Einzelkreisen zusammengesetzten Schwingungssystem die Möglichkeit besteht, durch geeignete Wahl der Systemkonstanten Einwelligkeit der Eigenschwingungen zu erzeugen. Dies theoretisch gewonnene Ergebnis gilt auch praktisch, denn die von der Theorie hierfür geforderten Werte der Systemkonstanten (Koppelung, Dämpfung, Frequenz der Einzelsysteme) lassen sich ohne weiteres einhalten, wie das von mir durchgerechnete Beispiel des Systems mit zwei Freiheitsgraden zeigt.

Dasselbe gilt auch für Frage 3. Das von Girardeau theoretisch behandelte System, bestehend aus zwei Kondensatorkreisen *I* und *II* und einem dazwischen geschalteten Kreise *III* ohne Kondensator, der einerseits mit *I*, andererseits mit *II* induktiv gekoppelt ist (s. Fig, 2), bietet die Möglichkeit, einwellige Eigenschwingungen zu erzeugen. Denn es fällt seinem Wesen nach unter die soeben besprochenen Systeme.

Zu Frage 4. Aus dem Vorhergehenden folgt unmittelbar, daß die Einwelligkeit eines Schwingungssystems immer an die Erfüllung gewisser Bedingungen geknüpft ist, indem zwischen den Werten der Systemkonstanten gewisse Beziehungen eingehalten werden müssen. Diese Forderung gilt ganz allgemein, also auch für das von Girardeau theoretisch behandelte System. Es kann keine Rede davon sein, daß ein System der angeführten Art (zwei Kondensatorkreise *I* und *II* mit dazwischengeschaltetem kondensatorlosen dritten Kreise *III*) bloß durch die Zwischenschaltung dieses dritten Kreises unter allen Umständen ein einwelliges wird, auch dann nicht, wenn die Teilsysteme *I* und *II* für sich betrachtet die gleiche Frequenz besitzen, wie irrigerweise in der Patentschrift von Girardeau behauptet wird. Erst die Erfüllung der oben besprochenen Nebenbedingungen für die Systemkonstanten verbürgt die Einwelligkeit. Die Notwendigkeit dieser Ein-

schränkung erkennt Herr Girardeau offenbar selbst an; denn er berechnet in seiner letzten Veröffentlichung die dafür geltenden Formeln nach dem Muster der Formeln für ein System von zwei Kreisen, allerdings mit gewissen Vernachlässigungen, über die noch zu sprechen sein wird.

Damit ist Frage 4 in dem früher angezeigten Sinne erledigt: Das den theoretischen Ausführungen von Girardeau zugrunde gelegte System ist nicht unter allen Umständen einwellig, sondern wird es erst, wenn gewisse Beziehungen zwischen den Werten seiner Systemkonstanten eingehalten werden.

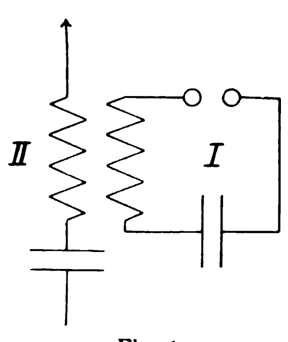


Fig. 1.

Zu Frage 5. Um diese Frage zu beantworten, müssen wir zuerst die theoretischen Darlegungen von Girardeau einer kurzen Prüfung unterwerfen.

Im ersten (theoretischen) Teil seiner Arbeit in „Lumière Electrique“ weist Girardeau, den Gang der Rechnung skizzierend, nach, daß und unter welchen Umständen bei einem in gewohnter Weise aus zwei Kondensatorkreisen induktiv gekoppelten System (Fig. 1) Einwelligkeit vorhanden ist. Die entwickelten Formeln stimmen, wie schon bemerkt, genau mit meinen Formeln überein. Zur bequemeren Vergleichung stelle ich die beiderseitigen, einander entsprechenden Bezeichnungen in Tabelle 1 zusammen.

Tabelle 1.

		Kalähne	Girardeau
Kreis-frequenzen	d. unged. freien Systeme	n_1, n_2	Ω_1, Ω_2
	d. ged. Koppel.-Systems	ν', ν''	β
Dämpf.-Konstanten	d. freien Teilsysteme	δ_1, δ_2	α_1, α_2
	d. gekopp. Systems	δ', δ''	α
Koppelungsparameter		K	K
Wurzeln d. charakt. Gleich.		$\mu = -\delta \pm i\nu$	$\omega = -\alpha \pm i\beta$

Diese Größen sind durch die Induktanzen, Widerstände und Kapazitäten der Einzelkreise in bekannter Weise bestimmt.

Da er nur das resultierende einwellige System berücksichtigt, so hat Girardeau für Frequenz und Dämpfung desselben nur je

einen Buchstaben (β und α) ohne Indizes, die sonst die im allgemeinen vorhandenen beiden Hauptschwingungen unterscheiden.

Es entsprechen die Gleichungen (8) und (9) von Girardeau meinen Gleichungen (23) und (22), wenn in diesen letzteren der Faktor $\varkappa$ gleich 1 gesetzt wird, was zur Erzielung vollkommener Einwelligkeit (Frequenzen und Dämpfungen gleich) erforderlich ist. Aus diesen Gleichungen, die in der Girardeauschen Bezeichnung lauten

$$\frac{\alpha_1 \Omega_2^2 + \alpha_2 \Omega_1^2}{\alpha_1 + \alpha_2} = \frac{\Omega_1 \Omega_2}{\sqrt{1 - K^2}}, \tag{2}$$

$$\frac{(\alpha_1 + \alpha_2)^2}{2(1 - K^2)^2} = \frac{\Omega_1^2 + \Omega_2^2 + 4\alpha_1 \alpha_2}{2(1 - K^2)} - \frac{\alpha_1 \Omega_2^2 + \alpha_2 \Omega_1^2}{\alpha_1 + \alpha_2}, \tag{3}$$

folgt, daß von den fünf Systemkonstanten Ω_1, Ω_2, α_1, α_2, K nur drei frei wählbar sind, die beiden anderen aber die durch diese Gleichungen bestimmten Werte haben müssen, damit Einwelligkeit eintritt. In meiner Arbeit sind die Frequenzen n_1 und n_2 (letztere in der Form des Verhältnisses $h = n_2 / n_1$), sowie das Verhältnis $\varepsilon = \delta_2 / \delta_1$ der Dämpfungen statt einer der Dämpfungen selbst als frei wählbare Größen angenommen, aus denen die übrigen zu berechnen sind. Die Auswahl ist aber natürlich im Grunde gleichgültig.

Um einen Überblick über die aus den Gleichungen (2) und (3) folgenden Beziehungen zu geben, seien die Hauptergebnisse mit Berücksichtigung der zahlenmäßigen Beziehungen angegeben.

Die zahlenmäßige Berechnung der zwischen den Systemkonstanten einzuhaltenden Beziehungen ergibt nach der Theorie (vgl. die Tabelle in meiner Arbeit), daß es zur Erzielung von Einwelligkeit am günstigsten ist, wenn die Teilsysteme sehr verschiedene Dämpfung besitzen, wenn also beispielsweise die Dekremente etwa im Verhältnis 1 : 10 zueinander stehen; daß es ferner nötig ist, die beiden Teilsysteme etwas, aber nur ganz wenig, gegeneinander zu verstimmen (praktisch brauchbar ist für vollkommene Einwelligkeit ein relativer Unterschied der beiden ungedämpften Frequenzen von höchstens etwa 2 Tausendstel, der gedämpften von etwa 4 Tausendstel); und daß schließlich die Koppelung ziemlich lose sein muß (der anzuwendende Koppelungskoeffizient beträgt bei den praktisch in Betracht kommenden Fällen günstigstenfalls, nämlich bei sehr verschiedenen Dämpfungen der Teilsysteme, etwa 0,5, d. h. 5 % seines theoretischen Maximalwertes 1). Will man engere Koppelung anwenden, so muß man zugleich die Dämpfungen der Teilsysteme größer wählen, weil sonst keine Einwelligkeit mehr zu er-

zielen ist, und kommt dann bald zu Systemen, die zwar einwellig, aber so stark gedämpft sind, daß sie praktisch keinen Wert haben.

Diese hier auf Grund rein theoretischer Erwägungen gewonnenen Ergebnisse sind mit den längst bekannten Erfahrungen der Praxis in bester Übereinstimmung; insbesondere auch was den zulässigen Koppelungsgrad betrifft. Sie folgen ohne weiteres, was noch einmal betont sei, aus den auch von Girardeau abgeleiteten und benutzten Gleichungen.

Von dem zweikreisigen System geht Girardeau nun zu einem dreikreisigen über, indem er die Kreise *I* und *II* auseinanderrückt

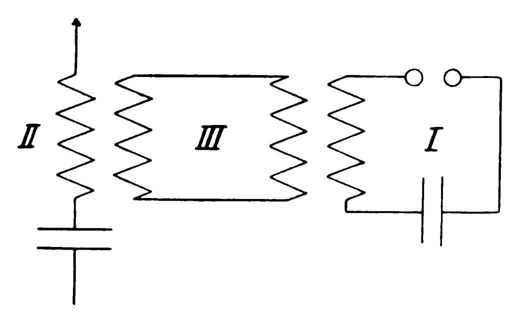


Fig. 2.

und einen dritten Kreis *III*, eine geschlossene Leitung mit Induktionsspulen, aber ohne Kondensator, so dazwischen schaltet, daß die Kreise *I* und *II* nur auf ihn, aber nicht merklich aufeinander induzierend wirken (Fig. 2). Die drei Differentialgleichungen, die für dieses System gelten, haben dann eine sehr einfache Form, die Girardeau noch weiter dadurch vereinfacht, daß er die Dämpfung im Kreise *III* ganz vernachlässigt und das entsprechende Glied in der Differentialgleichung wegläßt. Erst die durch diese letzte Vernachlässigung herbeigeführte Vereinfachung des Gleichungssystems ermöglicht die einfache Lösung, die Girardeau benutzt. Es ist immerhin fraglich, ob diese Vernachlässigung hier gestattet ist, wo es schon auf kleine Unterschiede in den Werten der Systemkonstanten ankommt. Die Berechtigung dazu müßte erst durch Berechnung des dabei gemachten Fehlers und Nachweis seiner Kleinheit erwiesen werden.

Sieht man aber von diesem Mangel an Strenge einmal ab, so ergeben sich die eigentümlichen von Girardeau für dieses System abgeleiteten Formeln, die in ihrer Form vollkommen mit denen für das gewöhnliche zweikreisige System übereinstimmen. Man erhält die-

selbe charakteristische Gleichung, deren Wurzeln Frequenz und Dämpfung des gekoppelten Systems liefern, und dieselben Bedingungsgleichungen, die erfüllt sein müssen, damit Einwelligkeit eintritt. Nur treten darin an Stelle der Systemkonstanten (Koppelungskoeffizient K, Dämpfungen α_1 und α_2 und Frequenzen Ω_1 und Ω_2 der ungedämpften freien Systeme I und II) gewisse Funktionen derselben, die ich zur Unterscheidung von jenen einmal als fiktive Dämpfungen, Frequenzen und Koppelung bezeichnen will, nämlich

$$\left.\begin{aligned} \alpha' &= \frac{\alpha_1}{1 - K_1^2}, \quad \alpha'' = \frac{\alpha_2}{1 - K_2^2} \\ \Omega'^2 &= \frac{\Omega_1^2}{1 - K_1^2}, \quad \Omega''^2 = \frac{\Omega_2^2}{1 - K_2^2} \\ K'^2 &= \frac{K_1^2 K_2^2}{(1 - K_1^2)(1 - K_2^2)}. \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

Dabei sind K_1 und K_2 die Koppelungskoeffizienten zwischen den Kreisen I und III, sowie zwischen II und III, die sich aus den Induktionskoeffizienten berechnen nach den bekannten Formeln

$$K_1^2 = \frac{M_1^2}{L_1 L_3}, \quad K_2^2 = \frac{M_2^2}{L_2 L_3}. \tag{5}$$

Die fiktiven Dämpfungen, Frequenzen und Koppelungen α', α'', Ω', Ω'', K' unterliegen nach dem Gesagten offenbar denselben Gesetzen wie bei dem zweikreisigen System die wahren Dämpfungen usw., d. h. die Größen α_1, α_2, Ω_1, Ω_2, K. Die praktisch für sie zulässigen Werte sind daher in dieselben engen Grenzen eingeschlossen wie bei jenen. Insbesondere gilt das auch für den fiktiven Koppelungskoeffizienten; er kann praktisch sicher nicht über den dort gültigen Grenzwert von 0,05 gesteigert werden. Ja, es läßt sich zeigen, daß er sogar kleiner bleiben muß. Nach den Ausführungen von S. 149/150 ist das Haupthindernis gegen Verstärkung der Koppelung die gleichzeitige starke Zunahme der Dämpfung der resultierenden einwelligen Schwingung. Dieses Hindernis tritt hier aber in erhöhtem Maße auf. Die Gleichung zur Berechnung der resultierenden Dämpfung eines einwelligen zweikreisigen Systems (vgl. Gl. (7) bei Girardeau)

$$\alpha = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2(1 - K^2)} \tag{6}$$

gilt nämlich, wie aus den weiteren Ausführungen Girardeaus folgt (vgl. Gleichung (5′) daselbst), in derselben Form, nur mit Vertauschung

der entsprechenden Größen, auch für das dreikreisige Girardeausystem

$$\bar{\alpha} = \frac{\alpha' + \alpha''}{2(1 - K'^2)}; \tag{7}$$

$\bar{\alpha}$ ist die resultierende Dämpfung des dreikreisigen, α die des zweikreisigen Systems. Aus dieser Formel (7) folgt aber sofort, daß K' noch nicht einmal denselben Wert haben darf wie K in Gleichung (6), wenn nicht $\bar{\alpha}$ größer werden soll als α. Denn die fiktiven Dämpfungen α' und α'' sind nach (4) immer größer als die wahren Dämpfungen α_1 und α_2, da die Nenner daselbst kleiner als 1 sind. Von dem Koeffizienten K', der hier an die Stelle von K getreten ist, hängt aber die Energieübertragung zwischen den Kreisen I und II ab. Da er kleiner als K bleiben muß, so hat man also statt der von Girardeau behaupteten Verbesserung der Koppelungsmöglichkeit sogar eine Verschlechterung derselben.

Daß die Zwischenschaltung eines aperiodischen, für sich nicht schwingungsfähigen Kreises III zwischen den Primär- und Sekundärkreis nach dieser Richtung keinen Vorteil bringen kann, ist eigentlich auch ohne Rechnung klar. Denn der Zwischenkreis stellt ja gewissermaßen nur einen Transformator dar, der die Koppelung etwas umständlicher besorgt als es sonst bei unmittelbarer Koppelung der Kreise I und II geschieht. Und wie alle Transformatoren ist er ein energieverzehrendes, dämpfungerhöhendes Glied, das besser vermieden wird.

Nun könnte vielleicht die Zwischenschaltung eines solchen Transformators andere Vorteile gewähren. Als einen solchen hebt Girardeau die dadurch gewährte größere Bewegungsfreiheit in der Wahl der Systemkonstanten hervor, deren Werte man zur Erzielung der Einwelligkeit passend zu regulieren hat. Das scheint auf den ersten Blick ein wirklicher Vorteil zu sein. Denn es ist z. B. kaum möglich, die einmal gegebenen Dämpfungen der beiden Teilsysteme eines zweikreisigen Systems zwecks Einregulierung des ganzen Systems auf Einwelligkeit wesentlich zu ändern; dagegen kann man die fiktiven Dämpfungen α' und α'' eines dreikreisigen Systems mit Zwischenkreis leicht durch bloße Änderung der Koppelungen mit diesem Kreis passend ändern, wie Gleichung (4) zeigt. Doch wird dieser vermeintliche Vorteil durch den Nachteil wieder aufgewogen, daß die Änderung der Teilkoppelungen nicht nur die fiktiven Dämpfungen beeinflußt, sondern auch sämtliche anderen Größen (Frequenzen und fiktive Koppelung) in Mitleidenschaft zieht, wodurch ganz unübersichtliche Verhältnisse geschaffen werden. Auch hier ist also kein rechter Vorteil zu erkennen.

Zu Frage 6. Haben wir bisher gesehen, daß die den theoretischen Ausführungen von Girardeau zugrunde gelegte Form seines Systems keineswegs die in Anspruch genommenen Vorzüge vor dem gewöhnlichen zweikreisigen System besitzt, so ist schließlich noch die Frage zu beantworten, wie es in dieser Beziehung mit der praktischen Ausführungsform desselben steht, ob diese überhaupt seinen theoretischen Darlegungen entspricht und die Bedingungen erfüllt, die nach dem Erfinder selbst erst die Einwelligkeit verbürgen. Dazu ist kurz Folgendes zu bemerken. Die praktische Ausführungsform entspricht zwar der theoretischen nicht ganz, da diese rein induktive (magnetische) Koppelung voraussetzt, jene aber direkte Schaltung, also gleichzeitig magnetische und galvanische Koppelung benutzt, indem der Zwischen-

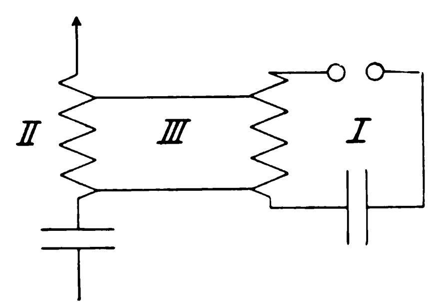


Fig. 3.

kreis Teile der Spulen der Kreise *I* und *II* selbst enthält (Fig. 3). Doch ist der Unterschied praktisch vielleicht nicht bedeutend genug, um eine besondere Behandlung zu rechtfertigen. Denn bei der direkten Schaltung überwiegt die magnetische Koppelung weitaus die galvanische.

Man kann daher die von Girardeau für rein induktive Koppelung abgeleiteten Sätze wohl auch für das mit gemischter Koppelung arbeitende System gelten lassen, wie es Girardeau tut. Das ergibt aber keinen besonderen Vorteil für dieses. Denn es ist damit natürlich nichts weiter erreicht, als daß die Einwände, die gegen das theoretische Girardeausystem erhoben werden konnten, auch das praktische treffen, und zwar in noch höherem Grade, da es den notwendigen Bedingungen ja noch etwas weniger gerecht wird.

Stellt man sich aber, was bei der Empfindlichkeit einwelliger gekoppelter Systeme gegen Störung der Einwelligkeit durch Änderung der Systemkonstanten nicht ganz von der Hand zu weisen ist, auf den Standpunkt, daß das praktische Girardeausystem dem theoretischen überhaupt nicht entspricht, so würden damit auch die theoretischen

Ausführungen Girardeaus hier ihre Geltung ganz verlieren, und man könnte über die Eigenschaften dieses praktischen Systems gar nichts Bestimmtes sagen. Es wäre dann jedenfalls Frage 6 prinzipiell zu verneinen. Aber welchen Standpunkt man auch einnehmen möge, ganz sicher fordert Frage 5 prinzipielle Verneinung. Denn dieselben allgemeinen Erwägungen, die uns im ersten Falle geleitet haben, gelten auch hier und das Ergebnis ist in jedem Falle: Die Koppelungsmöglichkeit wird durch die Einschaltung des Girardeauschen Zwischenkreises *III* nicht verbessert, sondern verschlechtert.

Von dritter Seite ausgeführte Versuche bestätigen dies Ergebnis. Es sei auf die hier eingangs angeführte Arbeit von Eichhorn hingewiesen, an deren Schluß über solche von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie (Telefunken) ausgeführte Versuche berichtet wird. Danach gaben zwei in gewöhnlicher Weise gekoppelte Schwingungskreise (Braunsches System) nur bei Koppelungen unter 5—6 $^0/_0$ Einwelligkeit, das Girardeausystem nur unterhalb 5 $^0/_0$, es war also etwas weniger koppelungsfähig als jenes.

Zu Frage 7. Die praktisch wichtige Frage nach dem Wirkungsgrad und der Wirtschaftlichkeit des Girardeausystems kann hier nur theoretisch einigermaßen vollständig behandelt werden. Für die Entscheidung auf experimenteller Grundlage fehlen ausreichende Versuchsdaten von dritter Seite; denn die von Girardeau mitgeteilten Daten und Ergebnisse eigener Versuche und von Versuchen des Laboratoire Central d'Electricité sind doch zu dürftig, um die von ihm gezogenen Schlüsse zu rechtfertigen. Es sei nur auf einiges hingewiesen. In Tabelle I sind die Maximalwerte der Strahlung zusammengestellt, welche ein zweikreisiges System bei verschiedener Koppelung aussendet, bestimmt durch die Angaben des Amperemeters eines in konstanter Entfernung aufgestellten Ondometers. Versuch 1 bezieht sich auf ein zweiwelliges System (feste Koppelung), Versuch 5 auf das praktisch-einwellige, bei losester Koppelung. Dieser letzte wird zum Vergleich mit einem ähnlichen Versuch an dem „Système à onde unique" herangezogen. Bei beiden wird die primär verbrauchte Energie und die ausgesandte Strahlungsintensität gemessen und miteinander verglichen. Es fehlt aber der Nachweis, daß die in Versuch 5 angewandte Koppelung mit $^3/_4$-Windungen der Induktionsspule gerade die günstigste ist. Die Strahlungsintensität dieses zweikreisigen Systems — 600 in willkürlichem Maß — unterscheidet sich von der des dreikreisigen — 620 bis 630 — bei annähernd gleichem primären Energieverbrauch

so wenig, daß eine geringe Erhöhung derselben das von Girardeau herausgerechnete Ergebnis gerade umkehren könnte. Ferner wird bei den vergleichenden Versuchen (Tabelle III) nur ein Versuch mit der „montage Oudin“, dem zweikreisigen System, benutzt, und zwar der ungünstigere; der andere, der geradezu das Gegenteil der Girardeauschen Behauptung beweisen würde, wird unterdrückt, weil er durch Störungen infolge starker Energieabgabe der gleichzeitig arbeitenden Eiffelturmstation gefälscht sei. Man kann unter diesen Umständen den experimentellen Beweisen Girardeaus kein großes Gewicht beilegen, und es wäre sehr erwünscht, wenn von anderer Seite ausführliche und einwandfreie Versuche über diese Frage angestellt würden.

Theoretisch betrachtet aber liegt die Sache so, daß nach dem, was wir vorher über die zulässige Festigkeit der Koppelung erfahren haben, nicht recht einzusehen ist, wie ein besserer Wirkungsgrad für das Girardeausystem herauskommen kann. Denn die schwächere Koppelung, die für dasselbe nach S. 152 allein zulässig ist, bedingt eine geringere Energieübertragung zwischen I und III, die überdies noch durch den Energieverbrauch in dem Zwischenkreis III verschlechtert wird. In allen Einzelheiten würde man diese Verhältnisse erst bei Kenntnis der Strom- bzw. Spannungsamplituden in den 3 Kreisen übersehen können. Das erfordert aber neue, noch nicht ausgeführte Rechnungen, für die hier kein Platz ist, und die nichts wesentlich Neues bringen würden.

Aus diesen Betrachtungen geht wohl einwandfrei hervor:

1. daß das dreikreisige Girardeausystem zwar einwellig gemacht werden kann, daß ihm aber im Gegensatz zu den Behauptungen der Patentschrift die Eigenschaft der Einwelligkeit nicht unter allen Umständen zukommt, und insbesondere nicht durch die bloße Einschaltung eines kondensatorlosen Zwischenkreises;

2. daß das Girardeausystem dem gewöhnlichen zweikreisigen Braunschen System hinsichtlich der zulässigen Festigkeit der Koppelung keineswegs überlegen, sondern unterlegen ist;

3. daß demnach auch eine größere Wirtschaftlichkeit des Girardeausystems ausgeschlossen erscheinen muß.

Danzig-Langfuhr, Technische Hochschule, Mai 1915.

(Eingesandt 4. Mai 1915.)

Adresse des Autors: Oliva b. Danzig, Jahnstr. 8.



Referate.

G. W. O. Howe, Gekoppelte Schwingungskreise und das System „À onde unique". (Electrician **75**, 662, 1915.)

In diesem Artikel befaßt sich auch Prof. Howe (vgl. Artikel von Prof. Kalähne S. 143) auf Grund der neueren Veröffentlichungen von Girardeau in La Lum. Él. 11. u. 18. Juli 1914 nochmals mit dem System „À onde unique". Wir entnehmen den Ausführungen folgendes.

Wir haben in den bekannten Bezeichnungen für zwei Schwingungskreise

$$L_1 \frac{d\,i_1}{d\,t} + M \frac{d\,i_2}{d\,t} + \frac{q_1}{C_1} + R_1\,i_1 = 0 \qquad (1\,\mathrm{A})$$

$$L_2 \frac{d\,i_2}{d\,t} + M \frac{d\,i_1}{d\,t} + \frac{q_2}{C_2} + R_2\,i_2 = 0 \qquad (1\,\mathrm{B})$$

Durch dreimaliges Differenziieren und Substitution für i_2 in (1 B) seinen Wert in Ausdrücken von i_1 aus (1 A) und indem man setzt:

$$\frac{R}{2L} = d, \quad \frac{1}{\sqrt{L\,C}} = \Omega, \quad \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} = K$$

erhält man:

$$\left.\begin{aligned} (1 - K^2)\frac{d\,i_1{}^4}{d\,t^4} + 2(d_1 + d_2)\frac{d^3\,i_1}{d\,t^3} + (\Omega_1{}^2 + \Omega^2 + 4\,d_1\,d_2)\frac{d^2\,i_1}{d\,t^2} \\ + 2(d_2\,\Omega_1{}^2 + d_1\,\Omega_2{}^2)\frac{d\,i_1}{d\,t} + \Omega_1{}^2\,\Omega_2{}^2\,i_1 = 0 \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

Ebenso eine genau gleichgebaute Gleichung für i_2.

Eine Lösung dieser Gleichung ist $i_1 = A\,\varepsilon^{m\,t}$; durch Einsetzen in (2) erhält man:

$$\left.\begin{aligned} (1 - K^2)\,m^4 + 2(d_1 + d_2)\,m^3 + (\Omega_1{}^2 + \Omega_2{}^2 + 4\,d_1\,d_2)\,m^2 \\ + 2(d_2\,\Omega_1{}^2 + d_1\,\Omega_2{}^2)\,m + \Omega_1{}^2\,\Omega_2{}^2 = 0 \end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

wofür man auch schreiben kann:

$$(m^2 + 2\,d_1\,m + \Omega_1{}^2)(m^2 + 2\,d_2\,m + \Omega_2{}^2) - K^2\,m^4 = 0 \qquad (4)$$

Diese Gleichung vierten Grades in m hat vier Wurzeln von der Form: $-\alpha + i\,\omega$, wo $i = \sqrt{-1}$. Wenn $-\alpha + i\,\omega$ eine Wurzel ist, so auch $-\alpha - i\,\omega$; man kann also die vier Wurzeln schreiben:

$$-\alpha_1 \pm i\,\omega_1$$
$$-\alpha_2 \pm i\,\omega_2$$

Wenn dies die vier Werte von m sind, so ist

$$(m + \alpha_1 - i\,\omega_1)(m + \alpha_1 + i\,\omega_1)(m + \alpha_2 - i\,\omega_2)(m + \alpha_2 + i\,\omega_2) = 0 \quad (5)$$

Bisher sind wir also in gewohnten Bahnen. Hier erhebt nun Girardeau die wichtige Frage: Welches sind die Bedingungen, unter welchen die zwei gedämpften Sinuswellen, dargestellt bzw. durch $-\alpha_1 \pm i\,\omega_1$ und $-\alpha_2 \pm i\,\omega_2$, in eine einzige übergehen, dargestellt durch $-\alpha \pm i\,\omega$, wo $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$ und $\omega_1 = \omega_2 = \omega$? Gleichung (5) würde dann werden:

$$(m + \alpha - i\,\omega)^2 (m + \alpha + i\,\omega)^2 = 0 \qquad (6)$$

Durch Ausmultiplizieren und Vergleichen der verschiedenen Werte von m in Gleichungen (3) und (6) findet man:

$$2(1 - K^2)\alpha = d_1 + d_2 \qquad (7\,A)$$

$$2(1 - K^2)(3\alpha^2 + \omega^2) = \Omega_1{}^2 + \Omega_2{}^2 + 4\,d_1\,d_2 \qquad (7\,B)$$

$$2(1 - K^2)(\alpha^2 + \omega^2)\alpha = d_1\,\Omega_2{}^2 + d_2\,\Omega_1{}^2 \qquad (7\,C)$$

$$(1 - K^2)(\alpha^2 + \omega^2)^2 = \Omega_1{}^2\Omega_2{}^2 \qquad (7\,D)$$

Durch Elimination von α und ω erhält man die zwei Bedingungsgleichungen:

$$\frac{d_1\,\Omega_2{}^2 + d^2\,\Omega_1{}^2}{\Omega_1\,\Omega_2} = \frac{d_1 + d_2}{\sqrt{1 - K^2}} \qquad (8)$$

und

$$\frac{\Omega_1{}^2 + \Omega_2{}^2 + 4\,d_1\,d_2}{2(1 - K^2)} - \frac{d_1\,\Omega_2{}^2 + d_2\,\Omega_1{}^2}{d_1 + d_2} = \frac{(d_1 + d_2)^2}{2(1 - K^2)^2} \qquad (9)$$

Dies sind die Bedingungen, die erfüllt werden müssen zur Erzielung einer einzigen Frequenz mit der gegebenen Koppelung K.

Aus (7 A) haben wir

$$\alpha = \frac{d_1 + d_2}{2(1 - K^2)} \qquad (10)$$

für die Dämpfungskonstante der resultierenden Schwingung, und aus (7 A) und (7 C):

$$\omega^2 = \frac{d_1\,\Omega_2{}^2 + d_2\,\Omega_1{}^2}{d_1 + d_2} - \frac{(d_1 + d_2)^2}{4(1 - K^2)} = \frac{\Omega_1\,\Omega_2}{\sqrt{1 - K^2}} - \alpha^2 \qquad (11)$$

wo $\omega = 2\pi f$ und f die Frequenz der Schwingung ist. Nach Aufstellung dieser Gleichungen betrachtet Girardeau zwei besondere Fälle: 1. wo $d_1 = \frac{R_1}{2\,L_1} = 0$, d. h. wo die Dämpfung des Funkenkreises vernachlässigbar klein ist, und 2. wo $d_1 = d_2 = d$, d. h. wo

$\frac{R_1}{2L_1} = \frac{R_2}{2L_2}$. Der erste Fall ist ersichtlich in der Radiotechnik praktisch nicht realisierbar. Nehmen wir ihn jedoch als äußersten Grenzfall, so finden wir

$$\alpha = \frac{d_2}{2(1 - K^2)},$$

$$\frac{\Omega_2}{\Omega_1} = \sqrt{1 - K^2}$$

$$d_2 = K\Omega_2 \text{ oder } K = \frac{R_2}{2}\sqrt{\frac{C_2}{L_2}}$$

Die zweite Gleichung gibt den Betrag der notwendigen Verstimmung der Kreise, während die dritte Gleichung die Dämpfungskonstante für die Antenne bei einer gegebenen Koppelung liefert.

Die erste Gleichung gibt die Dämpfungskonstante der resultierenden Schwingung. Ω_1 und Ω_2 beziehen sich auf die Resonanz- und nicht auf die natürlichen Frequenzen; infolge Dämpfung ist in einem Schwingungskreis letzterer kleine als erstere. Wenn Ω_n und Ω_r die natürlichen und Resonanzfrequenzen ($x\,2\pi$) sind, so läßt sich leicht zeigen, daß $\Omega_n = \sqrt{\Omega_r^2 - d^2}$. In dem gerade betrachteten Falle $\frac{d_2}{\Omega_2} = K$ und $\frac{\Omega_{n2}}{\Omega_{r2}} = \sqrt{1 - K^2}$ wird der Primärkreis ohne Widerstand angenommen, so daß beide Frequenzen koinzidieren. Obwohl also die Resonanzfrequenz des Sekundärkreises auf $\sqrt{1 - K^2}$ derjenigen des Primärkreises zu reduzieren ist, muß seine natürliche Frequenz, die in demselben Verhältnis kleiner ist als seine Resonanzfrequenz, reduziert werden auf $1 - K^2$ derjenigen des Primärkreises. Die mit dem Wellenmesser ermittelte Frequenz ist selbstredend die natürliche Frequenz. Selbst in dem Fall von relativ enger Koppelung, etwa $10\,{}^0/_0$, würden jedoch die Frequenzen sich nur um $1\,{}^0/_0$ zu unterscheiden haben. Solche feine Messungen sind mit einem gewöhnlichen Wellenmesser unmöglich. Girardeau gibt aber gar keine numerischen Beispiele, sondern nur die vorstehenden Formeln. Wir wollen sie an praktischen Beispielen prüfen, z. B. für eine Station mit der Wellenlänge 1,885 m, Antennenkapazität $C_2 = 0{,}005$ MF. und $L_2 = 200$ Mikrohenry.

Wenn:	$K = 0{,}05$	$R_2 = 20$ Ohm	und $\delta_2 = 0{,}3$
	$K = 0{,}1$	$R_2 = 40$ Ohm	und $\delta_2 = 0{,}6$
	$K = 0{,}2$	$R_2 = 80$ Ohm	und $\delta_1 = 1{,}25$

Solche hohe Werte für das log. Dekrement der Antenne könnte nur durch Einschaltung von Widerstand erhalten werden, was aber schwerlich als eine praktische Lösung des Problems angesehen werden kann.

Kehren wir jedoch zu dem Artikel Girardeaus zurück und betrachten wir seinen zweiten Fall, wo $d_1 = d_2 = d$. Die Formeln werden:

$$a = \frac{d}{1 - K^2}$$

$$\frac{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}{\Omega_1 \Omega_2} = \frac{2}{\sqrt{1 - K^2}}$$

$$d^2 = \frac{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}{4}(1 - K^2)$$

Bezüglich der letzten Gleichung sagt Girardeau: „Elle conduit évidemment à un couplage extrêmement serré pour des amortissements faibles et il est évident qu'entre les deux cas limites $d_1/d_2 = 0$ et $d_1/d_2 = 1$ il existe toute une gamme de valeurs admissables pour K." — Wir wollen das etwas näher betrachten. Wir ersetzen Ω_1/Ω_2 durch x; dann kann die zweite dieser drei Gleichungen geschrieben werden:

$$\frac{x^2 + 1}{x} = \frac{2}{\sqrt{1 - K^2}}$$

eine quadratische Gleichung mit der Lösung

$$x = \frac{\Omega_1}{\Omega_2} = \frac{1 \pm K}{\sqrt{1 - K^2}} = \sqrt{\frac{1 + K}{1 - K}} \text{ oder } \sqrt{\frac{1 - K}{1 + K}}$$

Dies liefert die notwendige Verstimmung für irgendeinen Koppelungsgrad. Durch Substitution von $x\,\Omega_2$ für Ω_1 in der letzten der drei Formeln erhalten wir

$$d = \Omega_2 \sqrt{\frac{1 \pm K}{2}}$$

Dies gibt den Wert von $\frac{R}{2L}$, den jeder Kreis haben muß, um eine Schwingung von einer einzigen Frequenz zu erhalten; das positive Vorzeichen ist zu benutzen wenn $\Omega_1 > \Omega_2$, das negative wenn $\Omega_1 < \Omega_2$.

Um einzusehen, wie absolut unausführbar dieser Fall ist, brauchen wir bloß ein einziges Beispiel zu betrachten. Es sei $\Omega_2 = 10^6$ entsprechend einer Wellenlänge von 1,855 m, und $K = 0,1$; dann ist

$x = 0{,}905$, $\Omega_1 = 0{,}905 \cdot 10^6$ und $d = 0{,}67 \cdot 10^6$, was als log. Dekremente liefert: 4,2 für den Luftleiter und 4,65 für den Funkenkreis. Wenn die Koppelung auf 0,6 erhöht wird, was ein praktisch fast unmöglich großer Wert ist, fällt das Dekrement für den Luftleiter auf 2,81, während das für den Primärkreis steigt auf 5,62. In diesem Falle ist $\Omega_1 = 0{,}5\,\Omega_2$.

Prof. Howe hat ferner noch ein Beispiel ausgearbeitet für dieselbe Wellenlänge wie vorher und einem log. Dekrement von 0,1 pro Periode aber mit verschiedenen Koppelungswerten und gibt folgende Resultate:

$$\begin{array}{rlll} \delta_1 = & 0{,}5 & 1{,}0 & 2{,}0 \\ K = & 5 & 13 & 30\,\% \\ \Omega_2/\Omega_1 = & 1{,}002 & 1{,}01 & 1{,}05 \end{array}$$

Man erkennt, daß die notwendige Verstimmung so klein ist, daß sie innerhalb der unvermeidlichen Meßfehler mit dem Wellenmesser liegen. Wie Girardeau sagt: „il existe toute une gamme de valeurs admissable pour K“, aber dieselben sind nur durch Einschalten von Widerstand in den Primärkreis zu erhalten.

Es muß hervorgehoben werden, daß Girardeaus mathematische Behandlung des Problems vollständig die Anfangsbedingungen ignoriert. Da der Luftleiterstrom eine Anfangsamplitude Null hat, so kann er nicht, wie Girardeau es annimmt, durch eine gedämpfte Sinuswelle dargestellt werden. Die Schwingung im Luftleiter muß hergestellt werden durch Transferierung von Energie aus dem Funkenkreis, ob nun die Koppelung eng oder lose ist, und erst, nachdem diese Anfangsperiode vorbei ist und die Schwingung im Luftleiter abzuklingen beginnt, ist Girardeaus Lösung anwendbar. Es ist auch klar, daß das primäre Dekrement größer ist während dieser Anfangsperiode als während des späteren Stadiums, wo die sekundäre Schwingung erregt ist.

Abgesehen jedoch von diesem Einwand und demjenigen, daß die besondere Charakteristik des Funkens eine große Diskrepanz zwischen Theorie und Praxis verursachen wird, ist es überhaupt fraglich, ob irgendeine Vergrößerung der Koppelung vorteilhaft wäre, wenn damit die Notwendigkeit der künstlichen Vergrößerung des Dekrements der Kreise verknüpft wäre. Die bloße Tatsache, daß die Koppelung fester ist, hat keinerlei Vorteil, wenn nicht die Strahlung von der Antenne dadurch quantitativ oder qualitativ vergrößert wird.

Gleichungen (8), (9), (10) und (11) sind jedoch wichtig, da sie uns in

den Stand setzen die zulässige Koppelung zwischen irgend zwei Kreisen von gegebenen Dekrementen zu berechnen, wenn die Funkenstrecke als ein konstanter Widerstand betrachtet wird; sie können jedoch in eine mehr allgemeine Form gebracht werden. Die Erscheinungen können nicht abhängen von den absoluten Werten der Frequenzen usw., sondern nur von den vier Variablen:

$$x = \frac{\Omega_1}{\Omega_2}; \quad \gamma = \sqrt{1 - K^2}; \quad \delta_1 = \frac{R_1}{2 f_1 L_1}; \quad \delta_2 = \frac{R_2}{2 f_2 L_2}$$

Dann kann Gleichung (8) geschrieben werden:

$$x = \frac{\delta_2 - \delta_1 \gamma}{\delta_2 \gamma - \delta_1} \tag{8'}$$

Ähnlich haben wir für Gleichung (9):

$$\frac{x^2 + 1 + \frac{x \delta_1 \delta_2}{\pi^2}}{2 \gamma^2} - x \frac{\delta_1 + x \delta_2}{\delta_2 + x \delta_1} = \frac{(\delta_1 x + \delta_2)^2}{8 \pi^2 \gamma^4} \tag{9'}$$

Da δ_1 und δ_2 bekannt sind, so setzen uns diese zwei Gleichungen in den Stand x und γ zu bestimmen. Gleichungen (10) und (11) können in gleicher Weise transformiert werden.

Prof. Howe geht dann im zweiten Teil seines Artikels dazu über, das System „À onde unique" mit den sogen. Tesla- und Oudin-Anordnungen zu vergleichen. Er erinnert zunächst nochmals an seine Polemik mit Béthenod im „Electrician" 25. Juli, 22. August und 3. Oktober 1913, sowie an des Referenten Ausführungen im Jahrb. **7**, 535, 1913.

In der Britischen Patentschrift (Nr. 11, 703 vom 16. Mai 1912) hieß es, daß durch die Benutzung eines aperiodischen Zwischenkreises es möglich sei „to operate with as close couplings as desired" und daß „the complete system always presents a single natural velocity of pulsation which is given by the formula $\omega = \Omega \frac{1}{\sqrt{1 - K_1^2 - K_2^2}}$".

Nachdem Prof. Howe und wir nachgewiesen hatten, daß es sich um eine Täuschung handelte, hätte man die Sache als erledigt ansehen können. In dem zweiten Teil des neuen Girardeauschen Artikels gibt derselbe aber aufs neue eine Beschreibung des Systems, jedoch in einer vollständig abweichenden Darstellung, in der sogar Ableitungen aus dem kritischen Artikel von Prof. Howe herangezogen werden an Stelle der früheren Béthenodschen Formeln;

Girardeau gibt sogar die gleichen Ausdrücke für Frequenzen der erzeugten zwei Schwingungen an, ohne den Versuch zu machen (wie es Béthenod tat), die eine als vernachlässigbar zu bezeichnen. Trotzdem heißt es dann: „Un avis contraire a cependant été émis par M. le professeur Howe.“ In Wirklichkeit war die Howesche Kritik gegen Ansprüche gerichtet, die gänzlich verschieden waren von denen des neuen Girardeauschen Artikels. Der neue höchst bescheidene Anspruch lautet: „Le montage avec circuit apériodique nous apparait donc comme un moyen pratique de réaliser les conditions nécessaires pour l'obtention d'une onde unique, conditions peu réalisables pratiquement avec le montage à deux circuits Oudin ou Tesla.“ In anderen Worten, nachdem Girardeau im ersten Teil seines Artikels gezeigt hatte, daß die Koppelung enger gemacht werden kann, wenn das Dekrement vergrößert wird, und daß für jeden Wert der Koppelung ein zulässiges Minimum-Dekrement existiert, hält er aufrecht, daß die notwendige Adjustierung besser durch Benutzung eines Zwischenkreises erreicht werden könne. Wir wollen das etwas näher betrachten.

Die vorstehenden Gleichungen (1 A) und (1 B) für die gewöhnliche Anordnung können geschrieben werden:

$$\frac{d i_1}{d t} + \frac{M}{L_1} \frac{d i_2}{d t} + \frac{q_1}{L_1 C_1} + \frac{R_1}{L_1} i_1 = 0$$

$$\frac{d i_1}{d t} + \frac{M}{L_2} \frac{d i_1}{d t} + \frac{q_2}{L_2 C_2} + \frac{R_2}{L_2} i_2 = 0$$

während wir unter Benutzung eines Zwischenkreises, mit der Selbstinduktion L_3 und gegenseitigen Induktionen M_1 und M_2 mit den zwei Schwingungskreisen, haben:

$$\frac{d i_1}{d t} + \frac{M_1 M_2}{L_1 L_3 - M_1^2} \cdot \frac{d i_2}{d t} + \frac{L_3}{L_2 L_3 - M_1^2} \cdot \frac{q_1}{C_1} + \frac{R_1 L_3}{L_1 L_3 - M_1^2} i_1 = 0$$

$$\frac{d i_1}{d t} + \frac{M_1 M_2}{L_2 L_3 - M_2^2} \cdot \frac{d i_1}{d t} + \frac{L_3}{L_2 L_3 - M_2^2} \cdot \frac{q_2}{C_2} + \frac{R_2 L_3}{L_2 L_3 - M_2^2} i_2 = 0$$

Das zweite Gleichungspaar ist identisch mit dem ersten, wenn wir setzen:

$$(L_1 L_3 - M_1^2) / L_3 \quad \text{für} \quad L_1$$
$$(L_2 L_3 - M_2^2) / L_3 \quad \text{für} \quad L_2$$

und an Stelle von $d_1 = R_1 / 2 L_1$ und $d_2 = R_2 / 2 L_2$ haben wir jetzt:

$$d_1 = \frac{R_1 L_3}{2(L_1 L_3 - M_1^2)} \quad \text{und} \quad d_2 = \frac{R_2 L_3}{2(L_2 L_3 - M_2^2)}$$

und anstatt

$$K = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}$$

haben wir jetzt

$$K = \frac{K_1 K_2}{\sqrt{(1 - K_1^2)(1 - K_2^2)^2}}$$

wo

$$K_1 = \frac{M_1}{\sqrt{L_1 L_3}} \quad \text{und} \quad K_2 = \frac{M_2}{\sqrt{L_2 L_3}}$$

Figuren 1(a) und 2(a) zeigen die gebräuchlichen Anordnungen für zwei Kreise, die Girardeau als solche von Tesla und Oudin bezeichnet (es sind natürlich die Braunschen Anordnungen. Der Ref.), während Figuren 2(a) und 2(b) die entsprechenden Anordnungen des Systems „À onde unique“ darstellen.

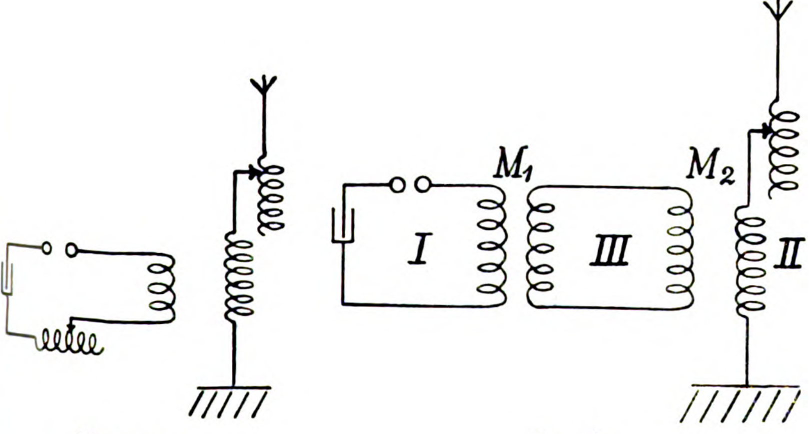


Fig. 1a. Fig. 1b.

Wenn jemand der Ansicht wäre, daß die Aussendung verbessert werden könnte durch Vergrößerung des Dekrements des Kreises, so könnte man ja einfach einen Widerstand einfügen, obwohl dies in dem System „À onde unique“ nicht geschieht, sondern der Wert von

form bei der strengen Auswertung gegenüber der Rechnung mit einem einzigen Wert verursachen muß, so sieht man ohne weiteres, daß wegen der schneller als linear zunehmenden Differenz dieser Kurven und des entsprechend größeren Einflusses der höheren Momentanwerte bei gegebenem Wechselstrom aus dem linearen Mittelwert sich ein zu kleiner Wert für die sich superponierenden Gleichstromgrößen ergeben wird. Die theoretisch unrichtige Rechnung mit dem um das 1,11-fache größeren Effektivwert bewirkt also zufällig eine größere Annäherung der beobachteten und berechneten Daten. In diesem Sinne möchte ich die frühere Bemerkung, daß die Übereinstimmung bei Rinkel lediglich das Resultat eines Rechenexempels sei, in bezug auf die von der Korrektion des Wechselstromes durch J_2 nicht betroffenen Versuche verstanden wissen.

(Eingesandt 20. Mai 1915.)

Adresse des Autors: Karlsruhe, Friedenstr. 5.

Briefe an die Redaktion.

(Für die Veröffentlichungen in dieser Rubrik übernimmt die Redaktion keinerlei Verantwortung.)

Die Wirkungsweise des Kontaktdetektors.

Von **H. Hausrath.**

Auf S. 88—108, Bd. 9 dieser Zeitschrift veröffentlicht R. Rinkel eine experimentelle Untersuchung über den Perikon-Detektor, die darüber entscheiden soll, ob es sich bei diesem um eine Gleichrichterwirkung oder um die Erzeugung einer EMK. handelt, die die Gleichstromkomponente hervorruft. Der Grundgedanke dieser Untersuchung besteht darin, daß bei überwiegender Gleichrichterwirkung die mit einem Kompensationsapparat zu messende Spannung am Detektor das höhere Potential an der Elektrode haben müsse, von der aus der Strom in der durchlässigeren Richtung, beim Perikondetektor vom Kupferkies zum Rotzinkerz, durch den Detektor fließt. Dies ist aber ein Irrtum. Es ergibt sich aus einfacher Überlegung und kann durch Versuch an einem Gleichrichter stets experimentell bestätigt werden, daß der Potentialmittelwert an der genannten Elektrode stets der niedere ist. Deshalb ist es prinzipiell unmöglich, aus dem Vorzeichen der Gleichstromspannung am Detektor ein Kriterium für die eine oder andere Anschauung abzuleiten, und alle in dieser Richtung unternommenen Versuche sind für diese Frage ohne Belang.

Mit weiteren zahlreichen und offenbar überaus sorgfältig ausgeführten Versuchen glaubt **Rinkel** eine weitere Stütze für seine Auffassung der Wirkungsweise des Detektors dadurch zu gewinnen, daß bei Wechselstrommessungen $E_D + J_2 d$ (S. 98) nahezu dem Betrag E gleich ist, der aus seinen Gleichstrommessungen für $J_1 = J_w = J_2$ nach den Gleichungen (1) bis (4) berechnet wird. Die Begründung dieses anscheinenden Zusammenhanges ist aber ebenfalls verfehlt. **Rinkel** ist nämlich der Ansicht, wenn bei Wechselstrom J_w infolge „Thermowirkung" der Gleichstrom J_2 auftrete, so trage auch letzterer zur Erzeugung der EMK. bei. Dies kann kaum anders verstanden werden, als daß der Thermostrom, der infolge der Wärmewirkung des Wechselstromes entsteht, selbst wieder eine Wärmewirkung im Thermoelement erzeugen soll, während bekanntlich durch diesen das Gegenteil, d. h. der Peltiereffekt eintritt.

Weiterhin nimmt **Rinkel** im Verlauf dieser Deduktionen für die Joulesche Wärme, die in einem Widerstand durch einen Wechselstrom vom Effektivwert J_w und einen darüber gelagerten Gleichstrom J_2 entsteht, im letzten Absatz auf S. 98 die Summe $J_1 = J_w + J_2$ als maßgebend an, während bekanntlich statt dessen die von diesem Ausdruck verschiedene Wurzel aus dem quadratischen Mittelwert der resultierenden Momentanwerte gesetzt werden muß. Da infolgedessen die Formulierung seiner Vorstellungen unrichtig ist, kann natürlich das Ergebnis, das sich auf Grund dieser falschen Ansätze errechnet, nicht als beweisend für die Richtigkeif dieser Vorstellungen betrachtet werden.

Die von **Rinkel** gefundene Übereinstimmung der nach seinen Angaben berechneten Werte E und $E_D + J_2 d$ wird aus den folgenden Überlegungen verständlich, die zwar nach dem gesagten nicht mehr nötig erscheinen, um die gegen die Beweisführung **Rinkels** erhobenen Einwände zu stützen, aber dazu dienen sollen, eine einwandfreie Diskussion des an sich wertvollen Versuchsmaterials zu ermöglichen und eventuell weiteren Versuchen dieser Art als Richtlinien zu dienen.

Dazu ist folgendes vorzubemerken. Will man Gleichstrom- und Wechselstrommessungen, wie sie **Rinkel** an seinem Detektor ausgeführt hat, in Beziehung zueinander setzen, so muß man die Voraussetzung machen, daß die Stromspannungscharakteristik des Detektors von der Frequenz unabhängig ist. Diese Voraussetzung liegt natürlich auch der **Rinkel**schen Arbeit, wenn auch unausgesprochen zugrunde, und wenn man sich die Mühe gibt, die charakteristische Kurve nach den Gleichstrommessungen zu zeichnen und daraus die effektiven Wechsel-

strom- und Gleichstromkomponenten von Strom und Spannung zu berechnen, so können die Resultate der Wechselstromuntersuchungsreihe aus denen der Gleichstromreihe abgeleitet und verglichen und daraus die Gültigkeit unserer obigen Voraussetzung geprüft werden. Da jedoch nach den Gleichstrommessungen Rinkels am Perikondetektor eine in grober Annäherung lineare Beziehung zwischen Stromstärke und Spannung besteht, kann diese Prüfung einigermaßen auch dadurch geführt werden, daß man die Gleichstromeffekte mit denen der entsprechenden Wechselstrommittelwerte vergleicht.

Wir wissen aus den Messungen Rinkels, daß der Stromstärke J_1 bei Stromrichtung vom Kupferkies im Detektor zum Rotzinkerz die Klemmenspannung E_K, bei umgekehrter Stromrichtung die davon verschiedene Klemmenspannung E_{Rz} zugehört. Soweit bei kleinen Änderungen zwischen Spannung und Strom Proportionalität besteht, wird dann z. B. der in ersterer Richtung angelegten Spannung $(E_{Rz} + E_K):2$ der Wert $J_1 \cdot \frac{E_{Rz} + E_K}{2 E_R}$ entsprechen. Bezeichnen wir Spannung und Strom in dieser Richtung mit Index K, in entgegengesezter mit Index Rz, so entsprechen sich

$$\left(\frac{E_{Rz} + E_K}{2}\right)_K \dots\dots\dots\dots J_{1K} = J_1 \frac{E_{Rz} + E_K}{2 E_K},$$

$$\left(\frac{E_{Rz} + E_K}{2}\right)_{Rz} \dots\dots\dots J_{1Rz} = J_1 \frac{E_{Rz} + E_K}{2 E_{Rz}},$$

wobei zu beachten, daß der Index bei J_1 verschiedene Beträge, dagegen bei $\frac{E_{Rz} + E_K}{2}$ nur die Richtung der Spannung bezeichnet.

Sei nun Wechselspannung vom Mittelwert $M(e_w) = \frac{E_{Rz} + E_K}{2}$ an den Detektor angelegt, so entsteht ein Strom vom Mittelwert

$$M(i_w) = \frac{J_{1K} + J_{1Rz}}{2} = J_1 \frac{(E_{Rz} + E_K)^2}{4 E_{Rz} E_K}$$

Da $E_{Rz} - E_K$ klein im Vergleich zu $(E_{Rz} + E_K):2$, ist der Bruch nahezu gleich 1. Es entsprechen sich also:

$$M(e_w) = \frac{E_{Rz} + E_K}{2} \dots\dots M(i_w) = J_1$$

Dabei beträgt nach obigem der Stromanteil der von K zu Rz gerichteten Halbwelle: $\frac{J_{1K}}{2}$ und der entgegengesetzten Halbwelle $\frac{J_{1Rz}}{2}$,

also die Differenz der Stromanteile einer Halbwelle und des halben Mittelwertes:

$$\frac{J_{1K} - J_1}{2} = \frac{J_2}{2}$$

in der ersten Richtung und

$$\frac{J_{1Rz} - J_1}{2} = -\frac{J_2}{2}$$

in der zweiten Richtung. Hieraus ergibt sich die Gleichstromkomponente

$$J_2 = \frac{J_{1K} - J_{1Rz}}{2} = \frac{J_1}{4} \frac{(E_{Rz} - E_K)(E_{Rz} + E_K)}{E_{Rz} E_K} = J_1 \frac{E_{Rz} - E_K}{E_{Rz} + E_K}$$

Führt man hier die durch die Gleichungen (1) und (2) der Rinkelschen Abhandlung definierten Größen E und d ein, so ergibt sich $J_2 = \frac{E}{d}$. Ist d der Detektorwiderstand, so ergibt sich das Verhältnis der mittleren Gleichstromspannung E_D am Detektor zu der ihr zugehörigen Wechselstromspannung $M(x)$ unter Benutzung der Gleichungen (3) und (4) bei Rinkel zu

$$\text{a)} \quad \frac{E_D}{M(x)} = \frac{J_2 d}{J_1 d} = \frac{2E}{E_{Rz} + E_K} = \frac{E}{M(e_w)}, \text{ wobei } M(e_w) = J_1 d.$$

Um nun von den bei den Wechselstrommessungen gemessenen Effektivwerten zu den Mittelwerten überzugehen, hat man erstere mit $2\sqrt{2}/\pi$ zu multiplizieren.

Z. B. entspricht dem Wert $E_w = 150 \cdot 10^{-3}$ in Versuch Nr. 41b auf S. 101 der Mittelwert $135 \cdot 10^{-3}$. Sucht man in Tabelle 3, S. 96 die zugehörigen Größen, so ergibt sich $J_1 = 45 \cdot 10^{-6}$, $E = 27{,}0 \cdot 10^{-3}$. Dies sind die nach Maßgabe der Charakteristik einander ungefähr entsprechenden Werte. Rinkel ordnet jedoch dem obigen E_w infolge der angeführten unrichtigen Ansätze statt des obigen J_1 einen Wert $J_w + J_2$ zu. Dieser ergibt sich zu $\frac{\pi}{2\sqrt{2}} J_1 + J_2$ d. i. im Zahlenbeispiel: $(50 + 14) 10^{-6} = 64 \cdot 10^{-6}$. Hiermit stimmt der bei den Wechselstrommessungen gefundene Wert $(51 + 14) \cdot 10^{-6}$ befriedigend überein. Der Stromstärke $J_1 = 64 \cdot 10^{-6}$ entspricht nach Tabelle 3 $E = 43 \cdot 10^{-3}$, d. h. ein Betrag, der das 1,59fache des richtigen Wertes $27 \cdot 10^{-3}$ ist.

Der Wert $43 \cdot 10^{-6}$ stimmt mit dem von Rinkel aus der Beziehung $E = E_D + J_2 d$ berechneten Wert $45 \cdot 10^{-3}$ ungefähr überein.

Man sieht also, daß eine tatsächlich vorhandene Abweichung zwischen Gleich- und Wechselstrommessung von E aus dem Grund nicht zum Vorschein kommt, weil Rinkel statt des galvanometrischen Mittelwerts für J_1 den Effektivwert einsetzt, und diesen noch mit J_2 korrigiert. Dasselbe wird sich mehr oder weniger für alle Versuchsresultate zeigen lassen.

Die Übereinstimmung des Werts, den Rinkel für E aus den Gleichstromdaten berechnet, und des Betrages von $E_D + J_2 d$ ist demnach lediglich das Ergebnis eines Rechenexempels und läßt keinerlei Schlüsse auf die physikalische Natur der Detektorwirkung zu. Solche sind nach wie vor, wenn überhaupt, abgesehen von Kriterien, die durch Kontaktform und thermoelektrisches Verhalten der betreffenden Kombination geboten werden, nur aus der Beziehung zwischen Gleich- und Wechselstromkomponente zu ziehen. Nimmt erstere bis zu einer gewissen Grenze ungefähr quadratisch mit der Wechselstromkomponente zu, so kann auf überwiegende thermoelektrische Wirkung, bleibt erstere in gewissen Grenzen nahezu unabhängig von letzterer, so kann auf überwiegende Gleichrichterwirkung geschlossen werden.

Nach dem Resultat der obigen Rechnungen kann jedoch aus den Untersuchungen Rinkels, wenn sie auch in bezug auf das, was sie beweisen sollten, verfehlt sind, der nicht uninteressante, aber allerdings schon durch frühere Untersuchungen[1]) belegte Schluß gezogen werden, daß die Gleichstromcharakteristik des Perikondetektors bis zu technischen Frequenzen annähernd gültig bleibt.

---

1) Flowers, Phys. Rev. **3**, 25, 1914; Cursey, Proc. Phys. Soc. **26**, 77, 1914.

(Eingesandt 2. Februar 1915.)

Adresse des Autors: Karlsruhe, Friedenstr. 5.

Die Wirkungsweise des Kontaktdetektors.

Von **R. Rinkel.**

Die Bemerkungen von H. Hausrath zu meinem Aufsatz in Bd. 9 dieser Zeitschrift geben mir sehr willkommene Gelegenheit, meine wohl etwas zu knapp gehaltene Darstellung zu ergänzen, indem ich gleichzeitig auf die Ausführungen Hausraths eingehe. Die erstaunlich gute Übereinstimmung der EMK.-Kurven des Detektors für Gleich- und Wechselstromprüfung (Diagr. I S. 97) in Verbindung mit

der Anwendbarkeit des einfachen Ohmschen Gesetzes im Detektorkreis schien mir bei der ersten Zusammenstellung der Versuchsergebnisse schon allein für sich durchschlagend beweiskräftig zu sein für die Auffassung, daß die Detektorwirkung auf der Entwickelung einer Gleichstrom-EMK. beruhe. Hausrath gibt ja auch am Schluß seiner Ausführungen zu, daß die Messungen die Gleichstromcharakteristik des Perikondetektors erweisen. Da man bei der Betrachtung der Naturvorgänge immer gewohnt ist, aus gleichen Erscheinungen auf gleiche Ursachen zu schließen — etwas anderes bedeutet ja eine „Erklärung" physikalischer Tatsachen doch nie — so glaubte ich auch hier dazu berechtigt zu sein, aus der Tatsache der Gleichstromcharakteristik auf das Vorhandensein der Gleichstrom-EMK. schließen zu dürfen.

Um zunächst den von Hausrath im ersten Absatz seiner Ausführungen erhobenen prinzipiellen Einwand gegen meine Beweisführung als hinfällig zu erweisen, den er aus der Beobachtung von Gleichrichtern herleitet, genügt es zu zeigen, daß eine reine Gleichrichterwirkung im Detektorkreis nicht entfernt die hohe Gleichspannung hervorrufen kann, die der gemessene Gleichstrom für die gemessenen Widerstände erfordert und daß eben deshalb auf die Entwickelung einer zusätzlichen EMK. von entsprechender Größe geschlossen werden muß.

Die Berechnung des Gleichstromes aus dem Wechselstrom, die Hausrath nach der Gleichrichtertheorie vornimmt, deckt sich schon deshalb nicht mit den tatsächlichen Verhältnissen, wie sie die Messung ergab, weil Hausrath für die Prüfung mit primärem Gleichstrom (Tabelle 3, S. 96) Proportionalität zwischen Strom und Spannung in beiden Richtungen annimmt und dann den Wechselstrom für die Prüfungen der Tabelle 4, S. 101 unter der Voraussetzung berechnet, daß eine Wechselspannung an den Detektor gelegt werde, deren Höhe gleich dem Mittelwert der beiden für dieselbe Stromstärke erforderlichen Gleichspannungen E_K und E_{R_z} sei. Aus der Differenz der dabei entstehenden Halbwellen des Wechselstromes $\frac{J_K - J_{R_z}}{2}$ berechnet Hausrath dann den Gleichstrom J_2 meiner Tabelle 4 und gelangt zu seiner Gleichung (a), aus der sich das Verhältnis der mit den Kompensator von mir gemessenen Gleichspannung E_D am Detektor zu der an den Kreis gelegten Wechselspannung ergeben soll.

Zu dieser Berechnung ist zu bemerken, daß nur für die ungünstige Richtung des Stromes im Detektor, also vom Rotzinkerz zum Kupferkies, Proportionalität zwischen angelegter Gleichspannung und Strom vorhanden ist. In der günstigen Richtung ist die Abhängig-

keit ähnlich dem Charakter der Magnetisierungskurve des Gußeisens, d. h. die Stromstärke steigt immer schneller als die Spannung. Nach der Gleichrichtertheorie nimmt also der Widerstand des Detektors in der günstigen Richtung mit steigender Stromstärke stark ab. Aus der Tabelle 3, S. 96 ergibt er sich z. B. für $J_1 = 10$ zu $E_K : J_1 = 3230$, dagegen für $J_1 = 100$ nur zu $1830\ \Omega$, während er für die andere Richtung konstant ca. $3600\ \Omega$ beträgt (siehe weiterhin). Aus den Daten der Tabelle 3 kann man sich die Kurven aufzeichnen und sieht dann sofort, daß man auch nicht annähernd, vor allem nicht bei den höheren Stromstärken von etwa 20 an, Proportionalität zwischen Strom und Spannung annehmen darf, wenn man nach der Gleichrichtertheorie rechnet.

Daher steht einer Berechnung der Stromverhältnisse nach der Gleichrichteranschauung immer die Schwierigkeit der Abhängigkeit des Detektorwiderstandes von der Stromstärke im Wege, eine Schwierigkeit, die übrigens auch bei der anderen Auffassung nicht ganz fehlt. Annähernd dürfte man vielleicht nach der Gleichrichteranschauung folgendermaßen überlegen können. Während der ersten Viertelperiode der angelegten Wechselspannung findet eine Aufladung des dem Galvanometer parallel geschalteten Kondensators statt, die beendet ist, sobald die Spannung am Kondensator ihr Maximum erreicht hat. Der mittlere Ladestrom sei i_c. Parallel dazu geht ein Strom i_1 durch das Galvanometer. Sehen wir von der Phasenverschiebung zwischen i_1 und i_c ab, was allerdings einen gewissen aber nicht ausschlaggebenden Fehler bedeutet, so erhalten wir für eine effektive Wechselspannung E_w, indem wir gleich mit einfachen Mittelwerten rechnen, für die erste Viertelperiode:

$$0{,}9\, E_w = (i_1 + i_c) \cdot d + i_1 \cdot R$$

hierin ist d der Detektorwiderstand, der zur Stromstärke $i_1 + i_c$ gehören würde, R ist der Widerstand des Galvanometers.

Während der zweiten Viertelperiode entlädt der Kondensator sich über das Galvanometer, außerdem sendet die Wechselspannung über den Detektor einen Strom i_2 durch das Galvanometer; hierfür gilt

$$0{,}9\, E_w = i_2 \cdot d + (i_c + i_2) \cdot R$$

Nehmen wir an, daß der Detektorwiderstand d hierbei derselbe ist, wie in der ersten Gleichung (in Wirklichkeit wird er größer sein, da $i_2 < i_1 + i_c$), so erhalten wir durch Addition beider Gleichungen

$$1{,}8\, E_w = (i_1 + i_2 + i_c)(d + R)$$

Die ganze in der einen Richtung durch das Galvanometer gegangene Elektrizitätsmenge ist daher

$$q_1 = (i_1 + i_2 + i_c) \cdot \frac{T}{4}$$

wenn T die Per.-Dauer. Die mittlere Stromstärke dieser Richtung ist daher

$$J_a = \frac{i_1 + i_2 + i_c}{2}$$

so daß

$$0{,}9\, E_w = J_a (d + R)$$

Man dürfte der Wahrheit noch am nächsten kommen, wenn man hierin für die günstige Stromrichtung als d denjenigen Wert einsetzt, der nach meiner Tabelle 2 (S. 96 d. Z.) sich aus $E_K : J_1$ ergibt. Diese abgerundeten Werte sind:

J_a	20	40	60	80	100	120
d	2950	2450	2230	2000	1830	1690

In der gleichen Weise erhält man in der ungünstigen Richtung

$$0{,}9\, E_w = J_b (d + R)$$

worin für d jetzt der konstante Wert von 3600 einzusetzen ist. Der mittlere Gleichstrom, der vom Galvanometer angezeigt wird, ist daher

$$J_2' = \frac{J_a - J_b}{2}$$

Dieser Wert müßte wenigstens annähernd mit dem gemessenen Wert J_2 unserer Tabelle 4 (S. 101) übereinstimmen, wenn die Gleichrichterauffassung Berechtigung haben soll. In Wirklichkeit zeigt die Rechnung gemäß obigem Schema, daß J_2' für $R = 3400$ (unsere a-Messungen der Tabelle 4) nur etwa $^1/_4$ bis $^1/_5$ der gemessenen Werte J_2 betragen, für $R = 1000$ (die c-Messungen) etwa $^1/_2$ bis $^1/_3$. Es ist ohne weiteres einleuchtend, daß die Vernachlässigung der Phasenverschiebung sowie die Unsicherheit bezüglich d, dessen Wert zwischen 20 bis 120 Mikroamp. sich von 2950 auf 1690 Ω verminderte, in unserer obigen Rechnung nur einen minimalen Fehler gegenüber diesem gewaltigen Unterschied bedingen kann. Jedenfalls sind die gemessenen Werte das Vielfache der nach der Gleichrichtertheorie zu berechnenden.

Nicht aus dem Vorzeichen der Spannung am Detektor allein, sondern in Verbindung mit der Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes sind meine Schlußfolgerungen gezogen. Die nach der Gleichrichtertheorie aus dem Wechselstrom übrig bleibende Gleichspannung könnte nur

einen kleinen Bruchteil des wirklich gemessenen Gleichstromes hervorrufen.

Hausrath erheht dann Einwendungen gegen meinen Vergleich, der einerseits für primären Gleichstrom und andererseits für primären Wechselstrom entworfenen EMK.-Kurven, wobei er sich aber ausschließlich auf die von mir lediglich bei den höheren Stromstärken für erforderlich erachteten Korrekturen stützt. Ich verweise demgegenüber auf Diagr. I, S. 97.

Was mir an den Versuchsergebnissen am wichtigsten erscheint, ist die absolute Übereinstimmung der berechneten EMK.-Kurven für Gleich- und Wechselstrom bis ca. 60 Mikroamp. Primärstrom. Bis zu dieser Grenze, die wohl den hauptsächlich vorkommenden Anwendungsbereich des Detektors in der Praxis deckt, beruht die Darstellung der Kurven auf der genauen unmittelbaren Eintragung der Meßdaten der Tabelle 3 und 4 ohne jede überhaupt nennenswerte Abgleichung[1]). Die Zahlen sind durch keinerlei Interpretation gegenüber den ursprünglichen Meßdaten geändert, weder die bei den Gleichstromprüfungen, noch die bei den Wechselstromprüfungen erhaltenen. Trotzdem decken sich die daraus unmittelbar berechneten Kurven für E in Diagramm I ganz genau. Der einzige Einwand, den man noch erheben kann, richtet sich gegen die Zulässigkeit der Berechnung des Wechselstromes aus $J_w \cdot d = E_w$, weil der Detektorwiderstand d aus den Gleichstrommessungen ermittelt ist. Diese Zulässigkeit habe ich allerdings, wie Hausrauth richtig bemerkt, stillschweigend vorausgesetzt, ohne sie bei dem Mangel eines entsprechend empfindlichen Wechselstrominstrumentes prüfen zu können. Nachdem aber die auf so ganz verschiedenen Wegen ermittelten EMK.-Werte genau auf derselben Kurve liegen, darf man wohl umgekehrt auch wieder auf die wenigstens annähernde Zulässigkeit dieser Annahme bezüglich des Detektorwiderstandes schließen. Erfreulich wäre es allerdings, wenn man sie mit einem hochempfindlichen Wechselstrominstrument prüfen könnte; dieses müßte etwa den Meßbereich von 1—200 Mikroamp. haben.

Die Einwände Hausraths in Absatz 2 seines Artikels können also keine Anwendung auf die EMK.-Kurven bis ca. 60 Mikroamp.

1) In Tabelle 3 sind leider zwei Druckfehler stehen geblieben, die aber für die Rechnung nicht in Betracht kommen. In der Rubrik E_{R_s} muß die erste Ziffer 6,8 statt 5,8 heißen, und die dritte Ziffer 19,8 muß mit der dritten Ziffer 21,2 der Rubrik E_K vertauscht werden. — In Tabelle 4 muß unter Nr. 46, Kolonne 6 die Ziffer 10^{-1} wegfallen; sie ist nur irrtümlich stehen geblieben.



finden, da bis zu dieser Grenze auch für die Wechselstromkurve (dicke Punkte) lediglich der aus $E_w = J_w \cdot d$ berechnete Wechselstrom als Abszisse genommen ist und die von mir vermutete Mitwirkung des sekundären Gleichstromes hinsichtlich der Erniedrigung von d, demgemäß Erhöhung von J_w sowie der Erzeugung der EMK. bis zu dieser Grenze gar nicht berücksichtigt ist. Unabhängig davon, ob diese Vermutung richtig ist oder nicht, bleiben in Diagr. I Kurve I sowie erste Hälfte von Kurve II die Kreuze und Punkte genau stehen, wo sie sich befinden. Es ist also nicht in Abrede zu stellen, daß mindestens innerhalb dieses weiten Bereiches die auf den beiden Wegen ermittelten EMK.-Kräfte genau gleich hoch sind. Das würde schon genügen, um das wirkliche Auftreten von EMK. anzunehmen.

Was insbesondere das angezogene Beispiel in Versuch 41 b der Tabelle 4 betrifft, so sei dazu bemerkt: Wenn man, wie ich, davon ausgeht, daß nicht Gleichrichterwirkung, sondern EMK.-Wirkung vorliegt, so darf man nicht den Wechselstrom aus dem einfachen Mittelwert der Spannung berechnen, sondern aus dem effektiven; dann ergibt sich aber $J_1 = 51$ und eine solche Stromstärke würde nach Tabelle 3 u. Diagramm I eine Detektor-EMK. von $E = 33$ hervorrufen. Gemessen wurde in Versuch 41 b eine Klemmenspannung am Detektor von 19 bei $J_2 = 7$. Daß in einer Gleichstromquelle ein Spannungsabfall bei Stromentnahme auftritt, ist bekannt; ich habe diesen aus $J_2 \cdot d$ berechnet, wobei das d der Gleichstrommessungen eingesetzt wurde. Es ergab sich damit $E = 39{,}7$; dieser Wert ist also ohne jede Anbringung einer Korrektur doch recht nahe an den aus den Gleichstrommessungen errechneten 33, wenn man die Unsicherheit bezüglich des Wertes d beachtet. Nimmt man z. B. an, daß d bei den Wechselstrommessungen etwa $10\,^0/_0$ kleiner ist als bei den Messungen der Tabelle 3, so wird $J_1 = 56{,}5$; dem entspricht nach Tab. 3 $E = 36$; ferner wird jetzt $J_2 \cdot d = 18{,}5$, also $E = 19 + 18{,}5 = 37{,}5$. Die Differenzen bei den stärkeren Strömen lassen sich also vielleicht aus einer Veränderlichkeit von d zwischen $10—15\,^0/_0$ voll erklären. Immerhin ist dieser Umstand noch der Untersuchung mittels feiner Wechselstrom-Amperemeter bedürftig.

Was nun meine Auffassung von der Mitwirkung des Sekundärstromes bei den stärkeren Spannungen E_w betrifft, so wirft mir Hausrath implizite Nichtbeachtung des Energiegesetzes vor. Ich würde einen Verstoß gegen dies Gesetz als Totsünde ansehen und könnte mich daher nun eigentlich selbst hängen. Aber so einfach liegen die Dinge doch nicht. Nachdem die Messungen (Tabelle 3) gezeigt haben, daß

der berechnete Detektorwiderstand mit wachsender Gleichstromstärke heruntergeht, liegt es wohl nahe, anzunehmen, daß auch der sekundär erzeugte Strom zu dieser Verminderung beiträgt; er erzeugt damit keine Energie, sondern ermöglicht lediglich Verstärkung des zugeführten Primärstromes; und da ferner gezeigt wurde, daß ein in den Detektor geschickter Gleichstrom, der vom Kupferkies zum Rotzinkerz fließt, im Detektor selbst gewissermaßen eine Vorspann-EMK. erzeugt, der die angelegte Spannung unterstützt und damit also eine Verstärkung des Gleichstromes bewirkt, so ist es auch nicht ausgeschlossen, daß der sekundär entstehende Gleichstrom auch seinerseits solche Vorspannkräfte entwickelt, die dann wieder die günstige Phase des Wechselstromes verstärken, die ungünstige vermindern. Ich erinnere nur an die Tatsache der abfallenden Charakteristik bei Bogenlampen, die man hier etwa als Vergleich heranziehen kann. Der ganze Widerspruch gegen das Energiegesetz löst sich also dahin auf, daß die Mitwirkung des Sekundärstromes den Primärstrom über das Maß hinaus verstärkt, das er für sich allein haben würde. Ob und in welchem Grade dies zutrifft, habe ich nicht festgestellt und ich habe auch darauf verzichtet, die von Hausrath verlangte, an sich ja richtige quadratische Zusammensetzung von J_w und J_2 zu berechnen, weil dies im Vergleich mit der Mühe der Rechnung und den ohnehin unvermeidbaren Meßungenauigkeiten nicht so wichtig ist. Die ganze Korrektur betrachte ich selbst nur als eine sehr rohe.

Nachträglich sehe ich jetzt, daß ich mir eine viel schlimmere Nachlässigkeit habe zuschulden kommen lassen, die zwar die Ergebnisse nicht beeinflußt hat, deren Verhütung aber leicht ein sehr wertvolles Material für die Höhe der bei Wechselstrom erzeugten EMK. E (Tabelle 4, Kolonne 8) hätte liefern können; ich habe nämlich unterlassen, die Messungen der Tabelle 4 für $J_2 = 0$, d. h. bei offenem Galvanometerkreis zu machen; allerdings hätte dann die Bestimmung von E mit dem Kompensationsapparat erfolgen müssen wie bei Tabelle 1 und 2, was außerordentlich mühsam ist. Es ist in der Tat bedauerlich, daß diese Messung vergessen wurde, denn damit würden alle die infolge des Auftretens von J_2 erforderlich erachteten Korrekturen und die Bedenken Hausraths gegen die Darstellung hinfällig geworden sein. Diese Prüfung habe ich inzwischen mit einem neuen Detektor nachgeholt und meine Auffassung voll bestätigt gefunden. Ich hoffe Gelegenheit zu haben, diese neueren Messungen ebenfalls zu veröffentlichen.

Um aber auch schon jetzt die Bedeutung dieser Bedenken prüfen

zu können, habe ich die Werte E der Tabelle 4, Kolonne 8 für $R = a$ nochmals im folgenden Diagr. I A (Fig. 1) in Abhängigkeit von $J_w = \frac{E_w}{d}$ eingetragen, von 40—120 Mikroamp. (dicke Punkte); es ist also $E = E_D + J_2 \cdot d$, wobei J_2 und d direkt gemessen, $E_D = J_2 \cdot R$ gesetzt ist. Der Verlauf der Kurve ist zwischen 40 und 100 Millivolt genau

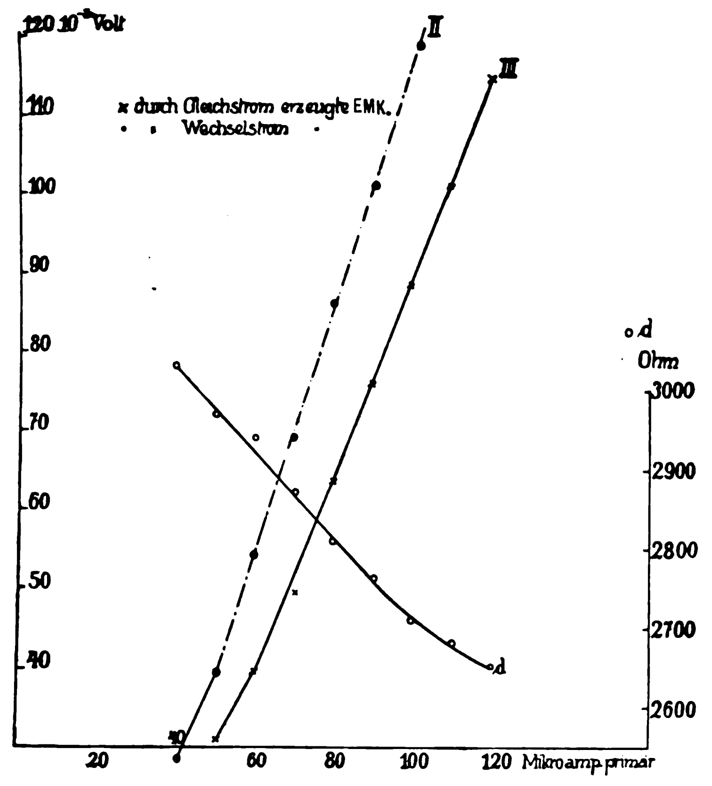


Fig. 1. Diagramm I A.

geradlinig. Zum Vergleich ist eine E-Kurve für Gleichstrom (Kreuze) daneben gesetzt, die auch fast genau geradlinig verläuft. Zu dieser letzteren sei folgendes bemerkt.

Bei den Gleichstrommessungen (Tabelle 3) sind von ca. 70 Mikroamp. ab die Messungen E_{R_2} nicht mehr so scharf wie bis dahin; es hängt das damit zusammen, daß bei längerer und stärkerer Beanspruchung des Perikondetektors, wie sie sich infolge der Schwierigkeit

der Kompensatorbestimmung im vorliegenden Fall nicht vermeiden läßt, plötzliche Sprünge eintreten; der Detektor scheint zu erschlaffen um sich dann nach einiger Ruhe wieder zu erholen. Die Messungen E_K aber sind sogar bis 260 Mikroamp. ganz scharf. Um nun ja nicht zu günstig für meine Auffassung zu wählen, habe ich die R_{R_z}-Kurve von 70 Mikroamp. an tiefer gelegt, als dies gerechtfertigt gewesen wäre. Bis 60 Mikroamp. beträgt die Abweichung der Geraden $\operatorname{tg} \alpha = 3{,}64 \cdot 10^3$ nur maximal $0{,}75\,^0/_0$ von den Meßdaten $E_{R_z} : J_1$. Es ist mehr als wahrscheinlich, daß E_{R_z} auch weiterhin diesem Gesetze folgt und daher über 60 Mikroamp. jedenfalls nicht kleiner sein wird als $3600\ J_1$. Der Unterschied gegenüber dem Wert von E_{R_z} in Tabelle 3 für $J = 120$ beträgt ca. $14\,^0/_0$. Dieser Betrag liegt durchaus innerhalb der Fehlergrenzen, die bei diesen außerordentlich mühsamen Messungen weiter als sonst gezogen werden müssen. Damit steigt aber die Änderung von E gleich auf das Doppelte. Nehmen wir einmal $E_{R_z} = 3600 \cdot J_1$ an; wir erhalten dann in Verbindung mit den Werten E_K der Tabelle 3 die neue E-Kurve des Diagr. I A, die durch Kreuze bezeichnet ist, und ebenso eine neue Kurve für den Detektorwiderstand d. Ich glaube, daß die Ähnlichkeit dieser Kurve für E mit der aus den Wechselstrommessungen ermittelten (dicke Punkte), bei der keinerlei Korrekturen angebracht wurden, so überraschend ist, auch hinsichtlich des Eintretens der Abweichung von der Geraden, daß kaum mehr an einer Identität gezweifelt werden kann, zumal sie ja bis 60 Mikroamp. absolut zusammenfielen. Dabei ist ferner zu berücksichtigen, daß die Wechselstromprüfung (Tabelle 4) erst etwa zehn Tage später als die Gleichstromprüfung (Tabelle 3) erfolgt ist, der Detektor also immerhin auch durch die lange Beanspruchung durch Strom seinen Widerstand dauernd etwas vermindert haben kann. In meiner ersten Arbeit S. 90 hatte ich bereits bemerkt, daß die zwischendurch vorgenommene Kontrolle des Detektors nur eine Konstanz innerhalb der Grenzen von $10-15\,^0/_0$ ergab.

Aus der Differenz der E-Werte, Kreuze und Punkte in Diagr. I A kann man in Verbindung mit Tabelle 4 leicht ausrechnen, daß bereits ein Unterschied von $15\,^0/_0$ in den Werten für d beide Kurven vollständig zur Deckung bringen würde. Dieser Betrag ist ohne jeden Zwang allein schon durch die Zeitdifferenz der Messungen erklärlich sowie, wie gesagt, durch die Eigenschaft des Detektors, die ja aus der Funkentelegraphie allgemein bekannt ist, seine Empfindlichkeit bei zu starker Beanspruchung einzubüßen, was nichts anderes bedeutet als die Verminderung des Widerstandes.

Hausrath bemerkt zum Schluß, daß man nur aus der Beziehung zwischen Gleich- und Wechselstromkomponente auf die Ursachen der Detektorwirkung schließen könne. „Nimmt erstere bis zu einer gewissen Grenze ungefähr quadratisch mit der Wechselstromkomponente zu, so kann auf überwiegende Thermowirkung geschlossen werden..." Prüfen wir einmal daraufhin unsere Kurven. Wir bilden das Verhältnis der Quadrate aufeinander folgender Stromziffern, das, wenn die erzeugte Gleichstromspannung proportional dem Stromquadrat ist, annähernd mit dem Verhältnis aufeinander folgender Spannungsziffern übereinstimmen muß. Die Differenz der beiden Verhältnisse ergibt die Abweichung.

Kurve I Diagramm I, Seite 97.

J	E	$(J_n : J_{n-1})^2$	$E_n : E_{n-1}$	Abweichung in %
4	0,4	—	—	
6	0,7	2,25	1,75	22
8	1,35	1,78	1,93	8,4
10	2,05	1,56	1,52	2,56
12	2,7	1,44	1,32	8,34
14	3,4	1,36	1,26	7,36
16	4,4	1,3	1,29	0,77
18	5,55	1,26	1,26	0,00
20	6,75	1,23	1,22	0,81

Diagramm I A.

J	$(J_n : J_{n-1})^2$	E_{II}	$E_n : E_{n-1}$	Abweichung in %	E_{III}	$E_n : E_{n-1}$	Abweichung in %
50	—	39,5	—	—	81	—	—
60	1,44	54	1,37	4,85	39,5	1,27	11,8
70	1,36	69	1,28	5,9	52	1,32	3,03
80	1,3	85,5	1,24	4,6	63,5	1,22	6,15
90	1,26	101	1,18	6,35	76	1,2	5,0
100	1,23	116	1,15	6,5	88,5	1,16	5,7
110	1,21				101	1,14	5,8
120	1,19				114,5	1,13	5,04

Es geht aus dieser Tabelle hervor, daß wenigstens innerhalb der Grenzen zweier aufeinander folgender Meßwerte faßt genau eine Proportionalität zwischen erzeugter EMK. und Quadrat der erzeugenden Stromstärke besteht. Nimmt man die Grenzen weiter, z. B. $J = 10$ und 100, so wird $E = 2{,}05$ bzw. 116 (E_{II}), das Verhältnis der Stromquadrate also 100, der Spannungen 56,8. Die Abweichung vom quadratischen Verhältnis beträgt dann also 43,2 %, vom linearen

aber 568 %. Trägt man unmittelbar das E der Tabelle 4 in Abhängigkeit von E_w auf, so findet man E proportional $E_w^{1,79}$. Es liegt also mindestens sehr nahe, hier die Entstehung einer EMK. zu vermuten, die ihre Ursache in einer Erwärmung proportional $J^2 \cdot d$ hat; sie braucht deshalb durchaus nicht identisch mit der Seebeckschen Thermokraft zu sein, von deren Mechanismus, wenn ich mich so ausdrücken darf, wir doch fast nichts wissen. Nimmt man hinzu, daß die sekundären Gleichstromstärken hinsichtlich ihrer Höhe durch die berechnete EMK. vollkommen ihre Erklärung finden, während sie nach der Gleichrichtertheorie nur Bruchteile der gemessenen Werte betragen dürften, so wird es schwer, diese letztere Theorie nicht als abgetan anzusehen und die EMK.-Theorie an die Stelle zu setzen Ich würde es freudig begrüßen, wenn auch von anderer Seite mit mehr Hilfsmitteln, als mir zu Gebote standen, die wissenschaftlich doch sehr interessante Frage der Detektorwirkung weiter geprüft würde. Es ergeben sich daraus auch für die Praxis manche Schlußfolgerungen, deren Erörterung indessen hier zu weit führen würde; erwähnen will ich nur, daß die übliche Parallelohm-Methode bei Empfindlichkeitsmessungen zu einer Überlastung des Detektors führt und diesen beschädigen kann, wenn die Strombelastung $J_2 = \frac{E}{R}$ zu groß wird.

(Eingesandt 19. März 1915.)

Adresse des Autors: Köln a. Rh., Beethovenstr. 16.

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Dr. R. Goldschmidt in Berlin hat sich durch D. R. P. Nr. 285054 ein Verfahren zur Verbesserung der Strahlung von Horizontalantennen mit Endkapazitäten und zusätzlichen, zur Erzielung einer günstigen Potentialverteilung längs der Antenne dienenden Abstimmitteln schützen lassen, dessen Kennzeichen darin bestehen, daß unter Verwendung von luftantennenartigen Zusatzkapazitäten diese in denjenigen Punkten angebracht sind, in welchen das größte Potential herrscht. In Fig. 1 ist beispielsweise eine Anordnung mit luftantennenartigen Zusatzkapazitäten d angegeben, in welcher die Punkte des höchsten Potentials nach dem in dem Patent 277326 (Jahrb. **9**, 313—314) angegebenen Verfahren zur Verbesserung von Horizontalantennen durch eingefügte,

aus Kondensatoren *a* und Spulen *b* bestehende Abstimmittel festgelegt werden. Bei dieser Anordnung liegt die luftdrahtförmige Zusatzkapazität *d* zwischen den Kondensatoren *a* und den Drosselspulen *b*. Durch

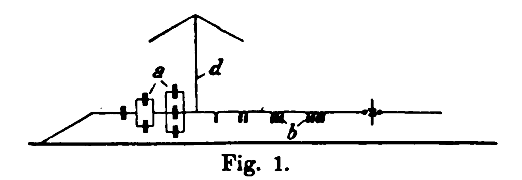


Fig. 1.

den gänzlichen oder teilweisen Ersatz der zwecks Herstellung einer bestimmten Potentialverteilung einzuschaltenden Kondensatoren durch Luftkapazitäten wird unter Ermöglichung einer möglichst günstigen Verteilung des Potentials eine Verbesserung der Strahlung erzielt.

Das D. R. P. Nr. 284087 der Maschinenfabrik Augsburg-Nürnberg A.-G. in Nürnberg betrifft einen eisernen Turm für drahtlose Telegraphie. Bei der Aufstellung solcher Türme für Funken-

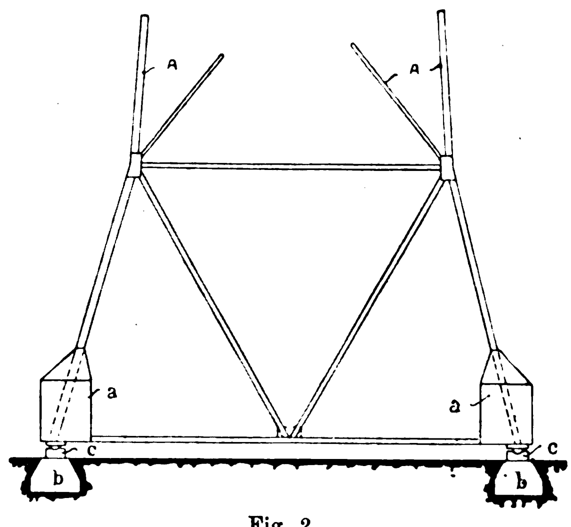


Fig. 2.

telegraphie macht bekanntlich die Isolierung des Bauwerkes gegen die Erde erhebliche Schwierigkeiten. Man schränkt deshalb neuerdings die Zahl der Verbindungsstellen mit dem Erdboden bzw. dem Fundament, also die Abspannseile und Verankerungen, möglichst ein, um die Zahl der Isolationspunkte zu verringern. Bei der Anordnung nach D. R. P.

Nr. 284087 kommen daher überhaupt keine Verankerungen und Abspannseile zur Verwendung. Sie besteht darin, daß der Turm einfach auf seine Fundamente aufgesetzt wird und gegen Umkippen durch an den Turmfüßen angebrachte Ballastkörper, die über den Isolationspunkten liegen und aus Beton oder dergleichen bestehen können, gesichert wird. Diese Konstruktion hat den großen Vorteil, daß die Isolation des Bauwerkes gegen die Erde außerordentlich einfach wird, indem zwischen die Turmfüße und das Fundament geeignete Isolationskörper eingeschoben werden. Diese Isolationskörper werden nur auf Druck beansprucht und erhalten sehr einfache Formen, was für ihre Lebensdauer und ihre Herstellung sehr vorteilhaft ist. In Fig. 2 ist diese Anordnung beispielsweise dargestellt. Es ist *A* der Turm, dessen Füße auf den Fundamenten *b* aufruhen. Um ein Kippen zu verhindern, sind die Turmfüße mit den aus Beton bestehenden Belastungskörpern *a* beschwert. Zwischen die Füße und die Fundamente sind jeweils Körper aus Glas oder dergleichen — mit *c* bezeichnet — eingefügt, die die Isolation des Bauwerkes gegen die Erde darstellen. Verankerungen oder Absteifungen durch Spannseile oder dergleichen kommen bei der vorliegenden Konstruktion nicht zur Verwendung.

Ein Variometer für Großstationen der drahtlosen Telegraphie hat sich die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin durch D. R. P. Nr. 284353 schützen lassen. Bei Großstationen nehmen die Selbstinduktionsspulen beträchtliche Größen und Gewichte an, deren Beherrschung in mechanischer und elektrischer Beziehung mit Schwierigkeiten verknüpft ist. Insbesondere erreichen die reinen Konstruktionselemente Abmessungen, die sowohl den Aufbau als auch besonders die Bedienung sehr erschweren und auch in elektrischer Beziehung große Verluste bedingen. Ferner erfordern die Variometer nach den bisherigen Herstellungsweisen einen großen Bodenflächenbedarf, der die Kosten der Stationshäuser beträchtlich beeinflußt. Diese Nachteile sollen durch die Anordnung nach D. R. P. Nr. 284353 beseitigt werden. Fig. 3 zeigt eine Vorderansicht und Fig. 4 eine Seitenansicht dieses Variometers; es besteht aus zwei Spulen 1 und 2, die parallel zueinander angeordnet sind, und deren Abstand zwecks Veränderung der Selbstinduktion verändert werden kann. Die Spulen sind an Schnüren oder Drähten 3 aufgehängt unter Zwischenschaltung von Zugisolatoren 4. Das obere Ende der Tragseile 3 ist zu Ketten 5 geführt, die über Kettenräder 6, 7 laufen. Der Antrieb der Variometerspule geschieht von einem zentralen Kegelrad 8 aus, das durch ein Handrad angetrieben wird und mit Hilfe einer Anzahl darin ein-

greifender kleiner Kegelräder 9 Wellen 10 antreibt, auf denen die obenerwähnten Kettenräder 7 sitzen. Zur genauen Einstellung der Parallellage der beiden Spulen 1 und 2 sind in die Seile 3 Spannschrauben 11 eingeschraubt. Ein Vorteil dieser Anordnung liegt darin, daß die eine Spule die Ausbalancierung für die andere bildet, so daß die besondere Anbringung mechanischer Gegengewichte sich erübrigt

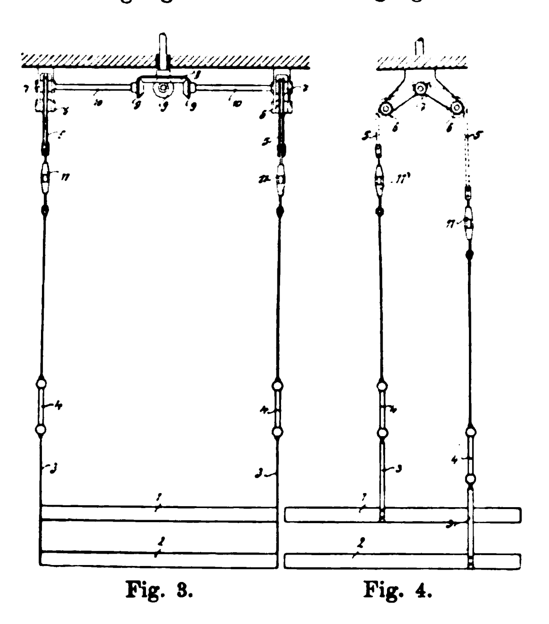


Fig. 3. Fig. 4.

und damit die Verluste fortfallen, die diese Gegengewichte in mechanischer und elektrischer Beziehung im Gefolge haben. Die Anordnung hat ferner den Vorteil einer sehr schnellen, leichten und präzisen Selbstinduktionsänderung, so daß ein schnelles und genaues Abstimmen möglich ist. Sie ermöglicht ferner die Anwendung von Zugisolatoren unter vollständiger Vermeidung von Druck- oder Stützisolatoren, die bekanntlich weniger leicht und weniger einfach sind und in bezug auf Gewichts- und Raumverhältnisse viel kleinere Beanspruchungen ertragen können. Schließlich ermöglicht diese Anordnung es, das Variometer in beliebiger Höhe und an beliebiger Stelle, beispielsweise im Maschinensaal, aufzuhängen, ohne dessen Bodenfläche in Anspruch zu nehmen, und zwar in einer solchen Entfernung von allen übrigen Gegenständen, daß ihr elektrisches Feld nicht beeinflußt wird.

Dieselbe Gesellschaft hat sich durch D. R. P. Nr. 282670 einen

Drehkondensator mit je zwei Sätzen voneinander isolierter fester und beweglicher Platten schützen lassen. Für Anlagen der drahtlosen Telegraphie werden Kondensatoren häufig dazu benutzt, um die einzelnen Selbstinduktionsstufen zu überbrücken; infolgedessen wird nur derjenige Teil ihres Variationsbereiches benötigt, der von der Mindestkapazität zur Höchstkapazität anwächst, nicht dagegen derjenige Teil, der von der Höchstkapazität zur Mindestkapazität abfällt. Das D. R. P. Nr. 282670 betrifft nun einen Kondensator, der diesen Forderungen gemäß gebaut ist, und bei dem zu diesem Zwecke beim Erreichen des Höchstwertes der Kapazität — wenn bei beiden Kondensatorhälften sich Platten verschiedenen Potentials vollständig gegenüberstehen — die jeweiligen Platten desselben Satzes kurzgeschlossen werden, so daß

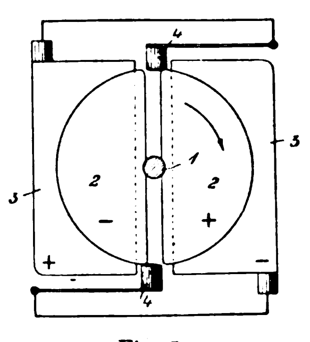
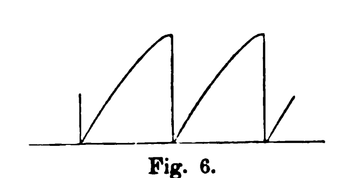


Fig. 5.


Fig. 6.

die Kapazität plötzlich auf den Mindestwert sinkt, um dann beim Weiterdrehen allmählich zum Höchstwert wieder anzusteigen. In Fig. 5 ist ein solcher Drehkondensator dargestellt, und Fig. 6 zeigt die Veränderung seiner Kapazität. An einer Drehachse 1 aus isolierendem Material sind zwei Aggregate von Platten 2 befestigt, die die beweglichen Kondensatorplatten bilden. Die Platten 2 greifen zwischen die festen Plattenaggregate 3 ein. In der gezeichneten Stellung sind von den beweglichen Platten 2 die linken negativ und die rechten positiv geladen, von den festen Platten 3 die linken umgekehrt positiv und die rechten negativ geladen. Der Kondensator hat demnach in dem gegenwärtigen Augenblick seine Höchstkapazität. Wenn man das bewegliche Plattenaggregat im Sinne des Pfeiles weiterdrehen würde, würde die Kapazität allmählich von dem Höchstwert auf den Mindestwert zurückfallen. Um eine Änderung gemäß der Fig. 6 zu bewirken, ist folgende Einrichtung getroffen: Mit den be-

weglichen Platten 2 sind zwei Kontaktstücke 4 dauernd in Berührung, von denen das eine mit dem positiven, das andere mit dem negativen festen Plattenaggregat in Verbindung steht. Im gegenwärtigen Augenblick sind durch diese Kontaktstücke 4 die positiv geladenen beweglichen Platten der rechten Gruppe mit den festen Platten gleichen Potentials der linken Gruppe geladen; es hat demnach der Kondensator, wie erwähnt, seine Höchstkapazität. Werden die beweglichen Platten 2 im Sinne des Pfeiles nunmehr weitergedreht, so werden die festen und beweglichen Platten desselben Aggregates miteinander kurzgeschlossen, und es sinkt infolgedessen die Kapazität plötzlich vom Höchstwert auf den Mindestwert gemäß dem Diagramm nach Fig. 6. Bei weiterer Drehung im Sinne des Pfeiles wächst nunmehr die Kapazität wieder zu dem Höchstwert an, um dann plötzlich wieder auf den Mindestwert herunterzufallen. In der Mittellage berührt das Kontaktstück 4 die beiden voneinander isolierten Platten 2 gleichzeitig. Es ist dieses ein kleiner Nachteil, der aber für die Praxis ohne jede Bedeutung ist und sich eventuell durch geeignete Vorrichtungen leicht beseitigen läßt.

Das D. R. P. 285424 derselben Gesellschaft betrifft ein Verfahren zur Herstellung von Spulen für Sendestationen; das Verfahren besteht darin, daß das Kupferband vor seinem Aufwickeln zur Spule mit Einschnitten, Öffnungen u. dgl. versehen wird, deren Abstände voneinander den verschiedenen Radien der Spulenwindungen entsprechend gewählt sind und die im Verein mit entsprechenden Stegen, Nuten u. dgl. am sternförmigen Spulengestell dazu dienen, zwangläufig die Lage der einzelnen Spulenwindungen beim Wickeln zu ergeben und die Verschiebung der einzelnen Windungen nach dem Wickeln zu verhindern; die Spulenwindungen werden dabei zwischen Unterlagsstücken aus unverbrennlichem Isoliermaterial, wie Porzellan, Glas u. dgl. gehalten, die mit Einschnitten versehen sind, die, für verschiedene Radien der Spulenwindungen passend, die Verschiebung der Windungen in radialer Richtung verhindern und die ferner mit Querstegen versehen sind, in die die Spulenwindungen mit Einschnitten eingreifen, wodurch die Lage der Spulenwindungen senkrecht zu der radialen Richtung gesichert wird, ohne daß ein Einklemmen der Spulenwindungen zwischen den Unterlagsstücken erforderlich wäre.

Eine Selbstinduktionsspule mit Gleitkontakt für funkentelegraphische Anlagen betrifft das D. R. P. 285055 der Deutschen Telephonwerke G. m. b. H. in Berlin; bei dieser ist die vom Gleitkontakt eingeschaltete Spulenlänge auf einer Skala ablesbar, welche auf einem

Bande (aus Papier, Gewebe u. dgl.) angebracht ist, das von der Bewegungswelle des Gleitkontaktes aus eingestellt wird. Dieses Band läuft einerseits um die den Gleitkontakt antreibende Welle, andererseits um Rollen, welche außerhalb des Strahlungsraumes der Spule in den Ecken des Spulenstirnbrettes angeordnet sind. Wenn die Spule eine flache Spirale mit radial auf einem drehbaren Arm beweglichen Gleitkontakt bildet, kann die Anordnung so getroffen sein, daß das die Skala tragende Band mit dem einen Ende auf der Bewegungswelle des Gleitkontaktes, mit dem anderen Ende auf einer außerhalb des Strahlungsraumes der Spule liegenden Rolle aufläuft und sich auf der Rolle sowie der Welle übereinander aufwickelt, wobei die Dicke des Bandes derart ist, daß bei der Bewegung des Gleitkontaktes auf den Außenwindungen der Spirale entsprechend größere Strecken des Bandes pro Umdrehung auflaufen, zum Zwecke, eine gleichmäßige Teilung auf dem Band zu erhalten. Anstelle des Meßbandes selbst kann auch eine daran angehängte Darmsaite o. dgl. vorgesehen sein, die auf die Welle der Spule aufläuft, oder die Darmsaite einerseits und das Meßband andererseits können je einen Trieb für sich bilden, wobei die Spulenwelle den Darmsaitentrieb und durch diesen den Meßbandantrieb bewegt.

Dr. G. Leithäuser und Dr. Rudolf Hase in Hannover haben sich durch D. R. P. 282708 eine Empfangsanordnung für drahtlose Telegraphie schützen lassen. Bekannt ist die Benutzung von Elektronen, die aus glühenden Elektroden oder aus ähnlichen auf hoher Temperatur befindlichen Stoffen emittiert werden, zu Empfangszwecken der drahtlosen Telegraphie oder elektrischer Wellen. Derartige Verwendung der Auslösung von Elektronen stößt auf mancherlei praktische Schwierigkeiten, die in der Konstanthaltung des Gasdruckes, der chemischen Beschaffenheit des Gases, der Zerstäubbarkeit des glühenden Materials und ähnlichen Dingen bestehen. Leithäuser und Hase umgehen nun diese Übelstände dadurch, daß sie nur Elektronen benutzen, die photoelektrisch ausgelöst werden. Hierdurch wird es gleichzeitig in erhöhtem Maße möglich, die photoelektrisch ausgelösten Elektronenströme zur Auslösung von Fremdenergie zu benutzen, indem dieselben longitudinal durch ein elektrisches Hilfsfeld beschleunigt werden, wodurch ihre Energie ausreicht, ein gewöhnliches Relais zu betätigen. Ferner ist es in einfacher Weise möglich, durch Regulierung der einfallenden Lichtmenge den Photostrom zu variieren, so daß hierdurch eine günstige Empfindlichkeit einstellbar wird. Eine weitere Steigerung der Empfindlichkeit wird dadurch möglich, daß die Geschwin-

digkeit des ausgelösten Photostromes so durch Hilfsfelder einreguliert wird, daß die Ablenkung derselben den günstigsten Wert erlangt. In Fig. 7 ist eine solche Empfangsanordnung dargestellt. K ist die lichtempfindliche Kathode, aus welcher durch seitlich in das Rohr F einfallende Lichtstrahlen Elektronen emittiert werden. Diese werden durch eine zwischen der Kathode K und der Drahtnetzelektrode D

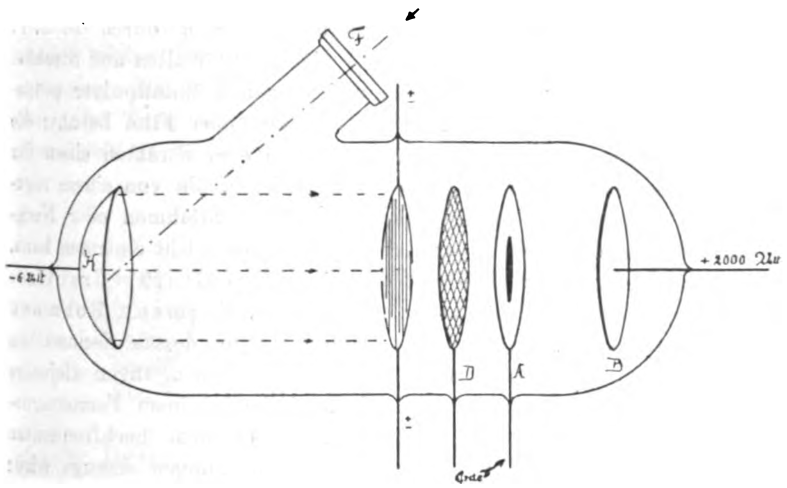


Fig. 7.

liegende Spannungsdifferenz auf geeignete Geschwindigkeit gebracht. Zwischen den erwähnten Elektroden tritt die Beeinflussung der Elektronen durch das zu untersuchende Wechselfeld ein. Hinter der Drahtnetzelektrode D fallen die Elektronen im unbeeinflußten Zustand in einen mit einer hohen Hilfsspannung geladenen Kondensator R, B in Richtung der Kraftlinien ein und erlangen infolgedessen eine hohe Geschwindigkeit, die durch Stoßionisation eine stärkere elektrische Strömung zwischen den Elektroden auslösen kann. Je nach der Stärke des Ablenkungsfeldes schwankt dieser ausgelöste Strom.

Das D. R. P. 282314 von Nicholas J. Jeffries in Atlantic City, New Jersey, V. St. A. betrifft eine zusammenklappbare Antenne für drahtlose Telegraphie und Telephonie. Bei dieser wird der Antennendraht von Tragkabeln gehalten, die zwischen zwei Endstücken vorgesehen sind; die wesentlichen Merkmale dieser Antenne bestehen darin, daß der Antennendraht in Form einer Spirale um die Tragkabel in ihrer Gesamtheit gewunden und mit diesen auf einen kleinen

Raum zusammendrückbar ist, wobei die Tragkabel gleitend durch die Endstücke hindurchgehen und an ihren Enden mit einem gemeinsamen Isolator verbunden sind. Die Antenne kann sowohl als Sender wie als Empfänger benutzt und ohne eigens dazu ausgebildeten Träger in irgendeiner gewünschten Stellung mittels der Isolatoren an einem geeigneten Gegenstande, wie an einem Baume o. dgl., leicht aufgehängt und ebenso leicht abgenommen und wieder zusammengeklappt werden.

Georg M. von Hassel in Berlin hat sich durch D. R. P. Nr. 283514 einen Registrierapparat für elektrische Wellen und Strahlen schützen lassen, der auf der Wirkung einer mit Metallpulver präparierten Platte auf eine lichtempfindliche Platte oder Film beruht; die Anordnung ist so getroffen, daß die Wellen oder Strahlen einen für sie durchlässigen Schlitz oder ein Filter passieren, die von einem regulierbaren Uhrwerk so bewegt werden, daß ein Erlahmen oder Nachlassen der Empfindlichkeit der Metallpulverschicht nicht eintreten kann.

Das D. R. P. Nr. 283805 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin und des Dr. Hermann Rohmann in Straßburg i. Els. betrifft einen Magnetdetektor, dessen Kennzeichen darin bestehen, daß zum Nachweis elektrischer Schwingungen diejenige remanente Magnetisierung benutzt wird, welche in einem Ferromagnetikum erzeugt wird, wenn sich dasselbe in einem hochfrequenten Wechselmagnetfeld befindet, das von zwei Schwingungen erzeugt wird; dabei sollen die Frequenzen der beiden Schwingungen im Verhältnis 1:2 stehen, wobei die Maximalamplitude so schwach gewählt wird, daß die Magnetisierung nur bei diesem Frequenzverhältnis bzw. bei dem reziproken eintritt.

Die Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin hat sich durch D. R. P. Nr. 283932 einen Kontaktdetektor für elektrische Schwingungen schützen lassen, welcher unabhängig von der Temperatur und unabhängig von der Lage des Detektors stets gleichmäßig wirksam bleibt. Dies wird dadurch erreicht, daß innerhalb eines metallischen Gehäuses von beliebiger Form eine der inneren Form des Gehäuses entsprechende innere Elektrode aus für Detektoren geeignetem Material angeordnet ist, derart, daß sie nach allen Seiten frei beweglich ist, wobei der erforderliche Kontaktdruck durch das Gewicht der inneren Elektrode unveränderlich bestimmt wird. Fig. 8 zeigt eine schematische Ausführungsform, während in Figg. 9 und 10 eine Spezialausführung dieses Detektors im teilweisen Schnitt und Draufsicht dargestellt ist. Nach der Fig. 8 ist in einem als Gegenelektrode benutzten kugelförmigen Metallgehäuse eine kugelförmige Elektrode aus

einem für Detektoren geeigneten Material eingeschlossen. Das für den Auflagedruck günstigste Gewicht der inneren Elektrode wird durch Messungen festgestellt, und der innere Durchmesser des Metallgehäuses wird um ein geringes größer gewählt als der Durchmesser der inneren Elektrode. Der Stromkreis wird einmal an das Gehäuse und das andere Mal isoliert an die innere Elektrode angeschlossen und mit Steckkontakten oder Klemmstücken in an sich bekannter Weise verbunden. Es ist ohne weiteres ersichtlich, daß bei einem solchen Detektor weder Temperaturunterschiede noch Verschiedenheit der Einschaltung eine Rolle spielen, so daß der Detektor in jeder Lage und bei jeder Temperatur wirksam bleibt. Eine solche Ausführungsform des Detektors ist in der Praxis nicht immer möglich, zumal dort, wo

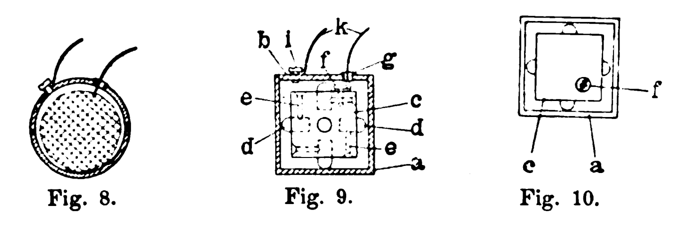


Fig. 8. Fig. 9. Fig. 10.

das für Detektoren geeignete Material sich schwer bearbeiten läßt oder in den erforderlichen Größen nicht erhältlich ist. In solchem Falle benutzt man zweckmäßig ein leicht zu bearbeitendes Metall als Fassung für die an mehreren Stellen angeordneten empfindlichen Kontaktteile. In Fig. 9 und 10 ist eine derartige Ausführungsform schematisch dargestellt. In einem würfelförmigen Gehäuse *a*, welches durch einen Deckel *b* leicht lösbar verschlossen wird, ist die innere Elektrode, bestehend aus dem metallischen Fassungsstück *c* in Würfelform und den Kontaktteilen *d* aus für Detektoren geeignetem Material angeordnet. Das Gewicht des Fassungsstückes *c* ist derart gewählt, daß der dadurch verursachte Auflagedruck die größte Empfindlichkeit des Detektors gewährleistet. Die empfindlichen Kontaktstellen *d* ragen so weit aus dem Fassungsstück *c* heraus, daß nur eine geringe Beweglichkeit der inneren Elektrode möglich ist. Durch die Schrauben *e* werden die Kontaktteile in dem Fassungstück fixiert. Der Stromkreis wird einerseits von der inneren Elektrode von der Klemmschraube *f* durch die Isolationsbüchse *g* und andererseits von der äußeren Elektrode (Klemme *i*) durch die Zuleitungen *k* an geeignete Steck- oder Klemmkontakte geführt. Um ein etwaiges Klemmen der inneren Elektrode

zu verhindern, kann sie an den Würfelkanten mit Führungsleisten aus Isolationsmaterial versehen werden, welche jedoch so zu bemessen sind, daß durch sie der Kontaktschluß nicht behindert wird.

Das D. R. P. Nr. 283186 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie G. m. b. H. in Berlin betrifft ebenfalls einen Detektor für elektrische Schwingungen, dessen wellenempfindliche Berührungsstelle einerseits aus einer Elektrode aus einem wellenempfindlichen Material, wie beispielsweise Silicium, Rotzinkerz, Bleiglanz o. dgl., und andererseits aus einer Elektrode aus einer gespannten Saite besteht. Durch mehr oder minder straffe Spannung der Saite läßt sich der Berührungsdruck sehr fein einstellen, wodurch leicht das Maximum der Empfindlichkeit ermittelt werden kann. Da es bei den Kristalldetektoren nicht allein auf den Berührungsdruck, sondern auch auf die

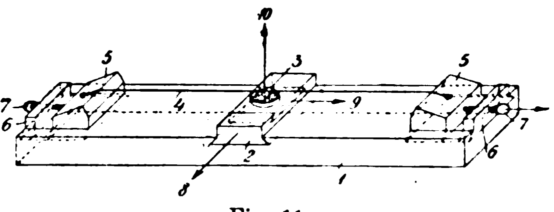


Fig. 11.

Berührungsstelle ankommt, bietet die angegebene Konstruktion noch den Vorteil, daß man durch seitliches Verschieben des Berührungspunktes in der Lage ist, die empfindlichste Stelle der Kristalloberfläche aufzusuchen und bei Zerstörung des Berührungspunktes durch Überlastung des Detektors diesen leicht zu ändern. In Fig. 11 ist ein Ausführungsbeispiel des Detektors dargestellt. Auf ein Grundbrett 1 ist mit Hilfe eines Kreuzschlittens 2 das in an sich bekannter Weise schneidenförmig ausgebildete wellenempfindliche Material 3 aufgesetzt. Die Saite 4 wird mit Hilfe der Stege 5 über die Schneide des wellenempfindlichen Materials hinweggespannt. Zur Regulierung der Spannung der Saite dient die Schlittenführung 6 mit der Regulierungsschraube 7. Der größeren Übersichtlichkeit wegen sind die Bewegungsschrauben für den Kreuzschlitten 2 nur durch die Pfeile 8, 9 angedeutet. Es kann ferner noch eine vertikale Verstellbarkeit der Schneide 3 (durch Pfeil 10 angedeutet) vorgesehen werden. Man kann auch die Schneide nicht in der Mitte, sondern auf ein Drittel der Länge der ganzen Saite anordnen. Schließlich ist es noch vorteilhaft, die Saite auf einer oder auf beiden Seiten der Schneide zu dämpfen.

Dieselbe Gesellschaft hat sich durch D. R. P. Nr. 285279 ein Empfangsverfahren für drahtlose Telegraphie schützen lassen, bei dem zur Erzielung elektrischer Schwebungen an der Empfangsstelle eine Hilfsschwingung benutzt wird. Es sind Empfangsverfahren in der drahtlosen Telegraphie bekannt, bei denen durch die Wechselwirkung zwischen den aufgefangenen Schwingungen und einer an der Empfangsstelle erzeugten Hilfsschwingung von nahezu gleicher Frequenz Schwebungen hervorgerufen werden, wodurch musikalische Töne entstehen. Nach D. R. P. Nr. 285279 soll nun die Hilfsschwingung nicht die nahezu gleiche Frequenz wie die aufgefangenen Schwingungen haben, sondern vielmehr sich von der zu empfangenden Frequenz um ein Vielfaches unterscheiden. Es hat sich herausgestellt, daß auch in diesem Falle musikalische Töne erzeugt werden, sobald die Frequenz der Hilfsschwingung von dem Vielfachen bzw. Teilbetrag der zu empfangenden Schwingung um einen geringen Betrag abweicht. Die Verwendung mehrfach verschiedener Frequenzen bei der Erzeugung von Schwebungstönen für den Empfang elektrischer Schwingungen soll gegenüber der Benutzung nahezu gleicher Frequenzen eine Reihe von technischen Vorteilen aufweisen. In der Patentschrift sind folgende Vorteile geltend gemacht. Benutzt man zur Erzeugung der Schwingungen auf der Empfangsstation, die mit den empfangenen Schwingungen in Interferenz gebracht werden sollen, Lichtbogengeneratoren, so ist es vorteilhaft, diesen eine Frequenz zu geben, die erheblich kleiner ist als die empfangene Frequenz, denn die Unregelmäßigkeiten in der Schwingungserzeugung eines Lichtbogensenders treten um so weniger hervor, je größer die Wellenlänge ist. Man wird also um so reinere Töne erhalten, je geringer man die Frequenz des Lichtbogenerzeugers wählen kann. Handelt es sich darum, die von Funkensendern erzeugten gedämpften Schwingungszüge zu empfangen, so würde, wenn die Frequenz der an der Empfangsstelle erzeugten Schwingung kleiner oder annähernd gleich der Frequenz der empfangenen Schwingung ist, ein reiner Ton jedenfalls nicht zustande kommen, wenn die Dämpfung der empfangenen Schwingungen nicht gerade ganz ungewöhnlich schwach ist, denn während eines Wellenzuges der empfangenen Schwingungen würde eine genügende Interferenzwirkung kaum zustande kommen, die einen Anstoß auf die Telephonmembran bewirken würde. In diesem Fall ist es aber besonders vorteilhaft, den am Empfänger erzeugten Schwingungen eine um ein nahezu Mehrfaches höhere Frequenz zu geben, als die empfangenen Schwingungen besitzen, denn dann hat man um so eher die Möglichkeit, während

des Abklingens eines Wellenzuges des gedämpften Senders eine oder mehrere volle Schwebungen zu erzeugen und damit die Telephonmembran in Form eines reinen Tones zum Ansprechen zu bringen, während im anderen Falle nur Geräusche wahrnehmbar sein würden.

Das D. R. P. Nr. 282534 von Dr. Alexander Pflüger in Bonn betrifft eine Vorrichtung zum Empfang funkentelegraphischer Signale. Sie bezweckt jede Haushaltung, die an das Staatstelephon oder an eine andere, frei durch die Luft führende isolierte Drahtleitung angeschlossen ist, ohne Errichtung kostspieliger Antennen in den Stand zu setzen, beispielsweise das funkentelegraphische Zeitsignal unter den Bedingungen der Postverwaltung abzuhören. Zu diesem Zweck wird die betreffende isolierte Drahtleitung innerhalb des Hauses auf eine geeignete Strecke mit einer Metallumhüllung versehen. Z. B. kann über die Doppelleitung des Staatstelephons ein dünnes, eventuell der Länge nach aufgeschlitztes Metallrohr geschoben werden, oder die Leitung wird mit Metallfolie oder dünnem Draht spiralig umwickelt o. dgl. Wo die Leitung durch von der Erde isoliertes Bergmannrohr o. dgl. geführt ist, genügt dies vorhandene Rohr. Die Metallumhüllung wird darauf mit einem Apparat zur Aufnahme funkentelegraphischer Signale, der etwa den Bedingungen der Reichspost entsprechen muß, leitend verbunden. Die durch ihr Isoliermittel oder durch ein eventuell aufgebrachtes besonderes Isoliermittel von der Metallumhüllung isolierte, ins Freie führende Drahtleitung wirkt nunmehr als Antenne, welche durch die Metallumhüllung mit dem Aufnahmeapparat gekoppelt ist. Die Metallumhüllung ist, wie leicht ersichtlich, ohne den mindesten Einfluß auf die sonstige Funktion und Betriebssicherheit der Drahtleitung. Um die Kosten der Anlage noch weiter zu verbilligen, kann der vorhandene Telephonhörer des Postapparates mit dem Aufnahmeapparat durch geeignete und bekannte Schaltungen verbunden und eventuell der Aufnahmeapparat mit dem Telephongehäuse zu einem Ganzen verbunden werden.

Dr. Max Dieckmann in Gräfelfing b. München hat sich durch D. R. P. Nr. 283385 ein Verfahren zur drahtlosen Ortsbestimmung einer beweglichen Sendestation schützen lassen. Bei den bisher bekannt gewordenen Verfahren zur Ortsbestimmung einer beweglichen drahtlosen Station gaben die festen Stationen gerichtete Sendezeichen, wobei die bewegliche Station diese empfing und daraus die Richtung und ihre eigene örtliche Lage bestimmte. Nach D. R. P. Nr. 283385 gibt umgekehrt die bewegliche Station ungerichtete Sendezeichen, und die feste Station empfängt diese Zeichen gerichtet und stellt daraus

die Richtung und den Ort der beweglichen Station fest. Das Verfahren besteht darin, daß eine feste Station mit einem Empfänger ausgerüstet ist, dessen Empfangswirkung gerichtet ist, wobei die Richtungsebene gedreht wird. Man kann hierzu entweder eine Empfangsanordnung nach Bellini-Tosi wählen oder einen einfachen Empfänger, der mittels Kontakteinrichtung nacheinander mit verschiedenen, in Form einer Windrose angeordneten gerichteten Empfangsantennen verbunden wird. Die bewegliche Station, deren Ort festgestellt werden soll, gibt dann ungerichtete Signale, und die feste Station bestimmt die Richtung, in welcher die Signale am stärksten bzw. am schwächsten ankommen. Um nun den Ort der beweglichen Station festzustellen, muß — nachdem der Richtstrahl festgelegt ist — noch die Entfernung auf dem Richtstrahl bestimmt werden. Dies wäre ohne weiteres möglich, wenn die Intensität der beweglichen Sendestation für verschiedene Entfernungen bekannt wäre. Man muß daher die Intensität derselben in bestimmten Abständen messen und die Werte dieser Intensitäten an der Empfangsstelle zur Hand haben. In dieser einfachen Weise ist die Messung jedoch nicht möglich, weil die Abnahme der Empfangsintentität nicht nur von der Entfernung und Energieausbreitung bedingt ist, sondern auch von der Absorption unterwegs. Letztere ist aber abhängig von der Witterung, besonders von der Helligkeit. Diese ändert sich aber teils periodisch, teils unregelmäßig in kleinen und großen Intervallen um große Beträge. Bei dem Verfahren von Dieckmann wird nun zur Feststellung der Entfernung bzw. der Absorption eine zweite feste Sendestation installiert und die augenblicklich herrschende Intensität bzw. Absorption nach der festen Empfangsstation im Augenblick der Ortsbestimmung festgestellt und für die Ausrechnung der Entfernung des beweglichen Senders benutzt. Diese Hilfssendestation darf natürlich nicht zu nahe an der festen Empfangsstation liegen, vielmehr muß ihre Entfernung etwa von gleicher Größenordnung sein wie diejenige zwischen der beweglichen Sendestation und der Empfangsstation. Bei diesem Verfahren ist ferner auch die genaue Messung der Empfangslautstärke für die Genauigkeit der Ortsbestimmung von ausschlagebender Bedeutung. Die sonst übliche Parallel-Ohmmessung, d. h. die Bestimmung desjenigen Parallelwiderstandes zum Telephon, wo die Signale gerade unhörbar werden, reicht bezüglich Genauigkeit nicht aus. Die Lautstärkebestimmung erfolgt vielmehr in vorteilhafter Weise durch einen variablen, geeichten kleinen Hilfssender, welcher in der festen Empfangsstation installiert ist. Werden die Intensitäten der ankommenden Zeichen mit dem Ton auf-

genommen, so muß dieser Hilfssender natürlich auch ein Tonsender sein, und zwar von möglichst gleicher Tonhöhe und Klangfarbe wie die ankommenden Signale. Hat nach dem vorstehend beschriebenen Verfahren die feste Station den Ort des beweglichen Senders (z. B. Luftschiffes) bestimmt, so kann sie dies der beweglichen Station auf funkentelegraphischem Wege mitteilen.

Das D. R. P. Nr. 284643 der Signal-Gesellschaft m. b. H. in Kiel betrifft ein Verfahren zur drahtlosen Telegraphie oder Telephonie mittels Stromlinien-Fernwirkung. Es besteht darin, daß an der Senderstelle unter Verwendung mehrerer Gruppen von Erdungen, denen Strom verschiedener Phase zugeführt wird, ein sich drehendes Stromlinienfeld erzeugt wird, und daß am Empfänger ebenfalls mehrere Gruppen von Erdungen benutzt werden, an denen die einzelnen ankommenden Stromenergien zu einer Wirkung vereinigt werden.

Eine Vorrichtung zur verstärkten Weitergabe von ankommenden Stromänderungen, z. B. von Signalen in funkentelegraphischen oder drahtlosen Anlagen betrifft das D. R. P. Nr. 283888 der Bell Telephone Manufacturing Company (Société Anonyme) in Antwerpen (Belgien). Bei dieser Vorrichtung wird ein elektromagnetischer Empfänger und ein nach Art eines Mikrophons eingerichteter Sender verwendet, und zwar sind Empfänger und Sender in einem gemeinsamen Gehäuse derart angebracht, daß der Empfänger von außen her in der jeweils erforderlichen Weise zum Sender einreguliert werden kann, während der als Einheit ausgebildete Sender leicht auswechselbar in dem Gehäuse befestigt ist, zum Zwecke, Sender mit Membranen von verschiedener Schwingungszahl verwenden und den Empfänger zu dem jeweils verwendeten Sender einstellen zu können. Dabei besteht das zur Aufnahme des Empfängers und Senders dienende gemeinsame Gehäuse aus einem Unterteil mit einem röhrenförmigen Aufsatz, in dessen Innerem unten der einstellbare Empfänger befestigt ist, während in die obere Öffnung der Sender eingesetzt ist und darin durch eine leicht entfernbare, sowohl zur Lagesicherung als auch zum Kontaktanschluß dienende Haltevorrichtung festgehalten wird. Ferner ist der Empfänger mit einem beweglichen Polstück versehen, das mittels eines zweckmäßig im Unterteil des gemeinsamen Gehäuses untergebrachten Getriebes von der Außenseite des Gehäuses her zum Sender bzw. zu einem an der Membrane des Senders angebrachten Stifte eingestellt werden kann.

Das D. R. P. Nr. 283272 von Friedrich Dyrna in Pola, Österreich, betrifft eine Einrichtung zum Doppelsprechen für drahtlose Tele-

graphie, d. h. eine Einrichtung zur gleichzeitigen Abgabe zweier Depeschen bei Stationen für drahtlose Telegraphie mittels einer einzigen, mit einem Hochfrequenzgenerator für ungedämpfte Wellen verbundenen Antenne. Die beiden gleichzeitig abzugebenden Depeschen werden durch Wellenzüge mit verschiedener Wellenlänge hervorgebracht, und zwar wird die Verschiedenheit der Wellenlänge in bekannter Weise durch Verstimmen der Antenne mittels Änderung der elektrischen Größen derselben, wie Kapazität oder Selbstinduktion, hervorgebracht. Bei der Einrichtung nach dem D. R. D. Nr. 283272 wird diese Änderung durch die beiden Geberapparate und eine Schaltvorrichtung in der Weise bewirkt, daß die Betätigung einer Gebertaste die zu beeinflussenden elektrischen Teilgrößen an die Schaltvorrichtung anlegt, welche in ähnlicher Weise wie ein Kollektor arbeitet und den auszusendenden Wellenzug dadurch in eine Anzahl von Teilwellenzügen zerlegt. Diese rasch aufeinanderfolgenden Teilwellenzüge besitzen verschiedene Wellenlängen, je nachdem, ob nur einer der Geberapparate oder beide betätigt werden und dadurch abwechselnd verschiedene Teilgrößen der Antenne kurzgeschlossen bzw. die Kurzschlüsse wieder aufgehoben werden. Diese Wellenzüge bestehen im ersteren Falle aus dem ersten Geberapparat zugeordneten Wellen und den normal bei Ruhestellung ausgesandten Wellen (Hilfswellen) und im zweiten Falle abwechselnd aus den beiden Geberapparaten zugeordneten Wellen. Da die Empfangsapparate z. B. elektrolytische Zellen o. dgl., mit entsprechend abgestimmten Schwingungskreisen versehen sind, so ist es klar, daß jeder derselben nur auf die zugeordnete Wellenlänge bzw. Frequenz anspricht. Jedes Zeichen besteht jedoch, wie ersichtlich, aus einer Reihe von bestimmten Teilwellenzügen, die durch Teilwellenzüge anderer Art unterbrochen werden, so daß bei Empfang, etwa in einem Telephon, das betreffende Zeichen mit einem der Anzahl der Teilwellenzüge pro Sekunde entsprechenden Tone abgehört werden kann. Auf mittlere Wellenlängen, welche zwischen den den Empfängern bzw. Gebern zugeordneten Wellenlängen (Verkehrswellenlängen) liegen, kann keiner der Empfänger ansprechen. Es ist ersichtlich, daß auf diese Weise ein Doppelsprechen erzielt werden kann, welches ein sicheres Empfangen gleichzeitig abgesandter Depeschen ohne gegenseitige Störung gestattet. In Fig. 12 ist beispielsweise eine Ausführung einer solchen Einrichtung dargestellt; es bezeichnet S die Taste der einen, T die Taste der zweiten Gebereinrichtung für die gleichzeitige Abgabe von Depeschen. Eine Leitung A führt von einer Stelle a der Antennenselbstinduktion zum Achsenkontakte der einen Gebertaste S;

von einer zweiten Stelle *b* geht eine Leitung *B* zum Achsenkontakte der zweiten Gebertaste *T*; von einer dritten zwischen *a* und *b* gelegenen Stelle *c* geht eine Leitung *C* zum Ruhekontakte der Taste *S* und weiter zu einer Kontaktbürste *G*. Die drei Stellen *a*, *b* und *c* an der Antennenselbstinduktion müssen so gewählt werden, daß bei einem über zwei dieser Stellen erfolgenden Knrzschluß die Antenne

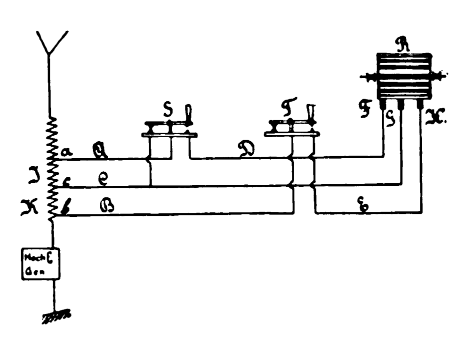


Fig. 12.

genügend stark verstimmt wird. Der Arbeitskontakt der Taste *S* ist ferner durch die Leitung *D* mit einer Kontaktbürste *F*, der Arbeitskontakt der Taste *T* durch die Leitung *E* mit einer Kontaktbürste *H* verbunden. Die drei Kontaktbürsten *F*, *G*, *H* liegen derart an einem rotierenden Unterbrecher *R* (welcher beispielsweise aus einer Isolierscheibe mit aufgesetzten Metallamellen besteht), daß sie gleichzeitig und in rascher Folge kurzgeschlossen werden.

(Eingesandt 20. Juni 1915.)

Anschrift des Verfassers: Gr. Lichterfelde bei Berlin, Roonstr. 12.

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

The Year Book of Wireless Telegraphy and Telephony 1915. Marconis Wireless Telegraph Company, London.

Deutsches Museum München, Verwaltungsbericht über das 11. Geschäftsjahr 1913/14. Druck von R. Oldenbourg in München.

M. Abraham, Theorie der Elektrizität. 2. Band: Elektromagnetische Theorie der Strahlung. 3. Aufl., 1915. Verlag B. G. Teubner, Leipzig. geb. M. 11.—

Elektroindustrie, VII, Nr. 11, 1. Juni, No. 12, 15. Juni 1915. Fachschriften-Verlag A.-G., Zürich.

H. Greinacher, Über Kathoden-, Röntgen-, Anoden- und Kanalstrahlen. Experimentalvorlesungen. Verlag W. Moeser Buchhandlung, Berlin S. 14. M. 2.—

Zeitsignal-Stationen, Sonderabdruck aus Naut. Jahrbuch für das Jahr 1914. Carl Heymanns Verlag, Berlin 1915. M. —.50

Gebr. Ruhstrat, (Göttingen), Liste F 1: Apparate für drahtlose Telegraphie. Prospekt: Ruhstrat-Lautstärkenmesser.

A. J. Balfour, Unsere heutige Weltanschauung. (Übersetzt von Dr. M. Ernst.) Verlag J. A. Barth, Leipzig 1915. 2. Aufl. M. 1.—

Literaturverzeichnis.

Alphaud, Gabriel, La Nature Nr. 2173, S. 340, 1915. L'Allemagne et la télégraphie sans fil.

Blondel, A., La Lum. Él. Nr. 19, S. 169, 1915. Analyse des réactions d'induits des alternateurs.

— Electrician 75, 344, 1915. The laws of induction (vgl. ebenda S. 402, 441, 442, 481|2, 520 Diskussion).

Burstyn, W., Ber. D. Phys. Ges. 17, 173, 1915. Das Ausschalten starker Ströme mit kleinem Kontaktwege, neue Erklärungen und Verfahren (vgl. auch „Die Naturwiss.", Heft 24, 1915).

Butterworth, S., Phil. Mag. Nr. 172, S. 578, 1915. On the coefficients of self and mutual induction of coaxial coils.

Culver, Charles A. u. Riner, John A., La Lum. Él. Nr. 19. S. 185, 1915. Radiotélégraphie sans antennes de grande hauteur (nach Electrical World 20. März 1915).

Darboux, Gaston, Rev. Sc. 52, 97, 1914. Henri Poincaré.

Dellinger, J. H., Ztschr. f. Instrumentenkunde 35, 116, 1915 (Ref. ü. Bull. Bur. of Stand. 10, 91, 1914), Hochfrequenz-Amperemeter.

Deutsch, Walther, Phys. Ztschr. 16, 138, 1915. Ein mechanisches Modell gekoppelter elektrischer Schwingungskreise.

Fleming, J. A., Electrician 75, 348, 1915. On the causes of ionisation of the atmosphere.

Fuller, L. F., Electrician 75, 154, 1915. Continuous waves in long-distance radiotelegraphy.

Grotian, Walter, Ann. Phys. 47, 141, 1915. Der Gleichstrom-Lichtbogen großer Bogenlänge.

Guyau, A., Journ. de Phys. Juni 1914, S. 480. Le récepteur téléphonique.

Herrmann, H., Untersuchungen über Hertzsche stehende Schwingungen in Luft. Halle 1913.

Hund, August, Electrical World, Nr. 21, S. 1300, 1915. Differential method for the determination of losses in coils.

Kamerase, Siegfried, Beiträge zur Kenntnis der Funkendämpfung in Kondensatorkreisen. Diss. Rostock 1915.

Kolster, Frederick A., Scientific Papers of the Bur. of Stand., Nr. 235, August 1914. A direct-reading instrument for measuring the logarithmic decrement and wave length of electromagnetic waves.

Langmuir, Irving, Electrician, 75, 240, 1915. The pure electron discharge and its application in radiotelegraphy and telephony.
Latour, Marius, Electrical World, Nr. 17., S. 1039, 1915. Considerations on the sensitiveness of the Heterodyne-Receiver in wireless telegraphy.
Ludewig, P., La Lum. Él., Nr. 19, S. 187, 1915. Essais de réception de radiotélégrammes par ballon libre (nach Schweiz. Elektrot. Ztschr.).
Marchant, E. W., Electrician 75, 267, 309, 1915. Methods of measuring the strength of wireless signals.
Masing, H. u. Wiesinger, H., Physik. Ztschr. 16, 185, 1915. Über Löschvorgänge in Funkenstrecken.
Mattausch, Schweiz. Elektrot. Ztschr. 12, 137, 145, 153, 1915. Einige Vereinfachungen der arithmetischen Analyse von Wechselstromkurven.
Maurer, H., Elektrot. Ztschr., 36, 228, 1915. Die Dimensionen der elektrischen Maßeinheiten.
Pavlosky, M., La Lum. Él., Nr. 21, S. 217, 1915. Note sur l'accouplement des circuits oscillants désaccordés.
Reich, M., Elektrot. Ztschr. 36, 207, 1915. (Ref. über Phys. Ztschr. 14, 934, 1913). Quantitative Messungen der durch elektrische Wellen übertragenen Energie.
Riner, John A., s. Culver, Charles A.
Rogowski, W., Arch. f. Elektrot. 3, 264, 1915. Der Wechselstromwiderstand von langen Spulen aus Litze.
Round, H. J., Electrician 75, 314, 1915. Wireless telephony.
Schmidt, Karl, Elektrot. Ztschr. 36, 283, 1915. Die günstigste Polform bei Hochfrequenzmaschinen.
Silberstein, L., Proc. Roy. Sec. (A) 91, 170, 1915. Electromagnetic waves in a perfectly conducting tube.
Umschau, Nr. 22, S. 433, 1915. Sicherstellung der funkentelegraphischen Verbindung zwischen Deutschland und Amerika.
Wanach, B., Ztschr. f. Instrumentenkde., 35, 49, 1915. Beschreibung der funkentelegraphischen Empfangsstation des Kgl. Pr. Geodätischen Instituts in Potsdam.
Wenner, Frank u. Weibel, Ernest, Scientific Papers of the Bureau of Standards (Washington) Nr. 223, 1915. The testing of potentiometers.
Wiesinger, H., s. Masing, H.

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 10. 1915. Heft 2.

Über das Entstehen einwelliger Oszillationen in gekoppelten Oszillationskreisen.

Von **B. Macků.**

Die Polemik von Prof. G. W. O. Howe und Ing. J. F. J. Béthenod dreht sich um die Frage, ob in zwei gekoppelten Oszillationskreisen einwellige Oszillationen entstehen können oder nicht.[1]) Da ich mich vor längerer Zeit auch mit derselben Frage theoretisch beschäftigte und zu abweichenden Resultaten gelangt bin, wird es wahrscheinlich nicht ganz überflüssig sein, dieselben bekannt zu machen, da dieselben sicher den Kontrast zwischen den beiden Meinungen verkleinern werden.

Die Möglichkeit, daß ich andere Resultate bekommen könnte, liegt darin, daß ich auch die Dämpfungen in Betracht gezogen habe.[2])

Es ist zwar sicher, daß keine von den zwei entstandenen Oszillationen herausfallen kann, d. h. die Amplitude Null wird, oder mit

1) Electrician, 25. July, 22. August, 3. October 1913; Jahrb. 7, 535, 1913.

Herr Prof. Macků bringt uns in einem Schreiben noch besonders zum Ausdruck, daß er mit der derzeitigen Diskussion im Jahrbuch übereinstimme, wonach die von Béthenod angegebenen Bedingungen für Einwelligkeit nicht richtig sind, er wünscht jedoch in dieser Arbeit die theoretische Möglichkeit der Einwelligkeit darzulegen, wenn die Versuche unter den richtigen, für die Einwelligkeit notwendigen (damals noch unbekannten) Bedingungen angestellt würden. Praktische Versuche hat Prof. Macků nicht gemacht. Wir verweisen auch auf die Artikel S. 143 u. S. 156 dieses Heftes. Die Redaktion.

2) Wie mir brieflich von Herrn Ing. J. Béthenod mitgeteilt wurde, war derselbe sich der großen Wichtigkeit der Dämpfungen bewußt; er hatte mir auch einen einfachen, auf die Möglichkeit der Einwelligkeit sich beziehenden, Beweis mitgeteilt. Derselbe ist in der Weise geführt, daß diejenigen Bedingungen festgestellt sind, unter welchen die determinerende Gleichung des Systemes durch Wurzeln mit durchweg identischen reellen Teilen befriedigt werden kann.

anderen Worten, daß der zeitliche Verlauf der Stromintensität immer die Form

$$i = A_1 e^{-\delta_1' t} \sin(\omega_1' t + \varepsilon_1') + A_2 e^{-\delta_2' t} \sin(\omega_2' t + \varepsilon_2')$$

haben muß, und daß A_1 und A_2 nur gleichzeitig Null sein können.

Es gibt aber noch einen anderen Weg, auf welchem nur einwellige Oszillationen entstehen können, und zwar wenn die Schwingungszahl beider Oszillationen gleich wird. Denn in diesem Falle wird die Stromintensität die Form haben:

$$i = (B_1 e^{-\delta_1' t} + B_2 e^{-\delta_2' t}) \sin(\omega' t + \varepsilon)$$

Solche Oszillationen unterscheiden sich von denjenigen, welche in einem einfachen Oszillationskreise entstehen nur durch die Form der Abnahme der Amplitude; die charakteristische Größe für eine einfache Oszillation, daß nämlich der Stromverlauf nur eine einzige Schwingungszahl hat, ist aber beibehalten, so daß man keinen wesentlichen Grund angeben kann, diese Oszillationen als eine einfache nicht anzusehen, besonders wenn man bedenkt, daß auch im einfachen Kreise wegen der Funkendämpfung die Abnahme der Amplitude nicht vollkommen nach einer Exponentialfunktion geschieht.[1])

Dasselbe gilt auch für den Fall, daß auch noch die Dämpfungen untereinander gleich sind, d. h. wenn

$$\delta_1' = \delta_2' = \delta'$$

ist. In diesem Falle gilt für die Stromintensität

$$i = (A + Bt) e^{-\delta' t} \sin(\omega' t + \varepsilon')$$

Es ist somit die Frage nach der Einwelligkeit der Oszillationen übergeführt an die, unter welchen Bedingungen

$$\omega_1' = \omega_2' = \omega'$$

beziehungsweise auch noch

$$\delta_1' = \delta_2' = \delta'$$

sein kann. —

Bezeichnet man

$$\omega_1'^2 = b_1' - \delta_1'^2 \qquad \omega_2'^2 = b_2' - \delta_2'^2$$

und mit b_1, b_2, δ_1, δ_2 die entsprechenden Größen für die nichtgekoppelten Kreise, und ist k der Koppelungskoeffizient, dann gelten für zwei induktiv gekoppelte Oszillationskreise die Relationen[2]):

1) Ein anderes Kriterium für die Einwelligkeit ist noch am Ende der Arbeit gegeben und diskutiert.

2) B. Macků, Jahrb. 3, 330, 1910.

$$P' = 2(\delta_1' + \delta_2') = \frac{2(\delta_1 + \delta_2)}{1 - k^2} = \frac{P}{1 - k^2} \tag{1}$$

$$Q' = b_1' + b_2' + 4\delta_1'\delta_2' = \frac{b_1 + b_2 + 4\delta_1\delta_2}{1 - k^2} = \frac{Q}{1 - k^2} \tag{2}$$

$$R' = 2(\delta_1' b_2' + \delta_2' b_1') = \frac{2(\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1)}{1 - k^2} = \frac{R}{1 - k^2} \tag{3}$$

$$S' = b_1' b_2' = \frac{b_1 b}{1 - k^2} = \frac{S}{1 - k^2} \tag{4}$$

Führt man in diese Gleichungen ω_1' und ω_2' mit Hilfe der obigen Relationen ein, dann bekommt man:

$$2(\delta_1' + \delta_2') = P' \tag{1'}$$

$$\omega'^2_1 + \omega'^2_2 + (\delta_1' + \delta_2')^2 + 2\delta_1'\delta_2' = Q' \tag{2'}$$

$$2(\delta_1'\omega'^2_2 + \delta_2'\omega'^2_1 + [\delta_1' + \delta_2']\delta_1'\delta_2') = R' \tag{3'}$$

$$\omega'^2_1\omega'^2_2 + \delta'^2_1\omega'^2_2 + \delta'^2_2\omega'^2_2 + \delta'^2_1\delta'^2_2 = S' \tag{4'}$$

Sollen nun die einwelligen Oszillationen eintreten, dann muß

$$\omega'^2_1 = \omega'^2_2 = \omega'^2 \tag{5}$$

sein. Unter dieser Einschränkung gehen die Gleichungen (2′) und (3′) mit Berücksichtigung der Gleichung (1) über in:

$$2(\omega'^2 + \delta_1'\delta_2') = Q' - \left(\frac{P'}{2}\right)^2$$

$$\omega'^2 + \delta_1'\delta_2' = \frac{R'}{P'}$$

Sollen also die Bedingungen (5) gelten, dann muß die Relation

$$R' - \left(\frac{P'}{2}\right)Q' + \left(\frac{P'}{2}\right)^3 = 0 \tag{6}$$

bestehen.

Sollen die Dämpfungen der beiden Oszillationen gleich sein, d. h.

$$\delta_1' = \delta_2' = \delta'$$

dann bekommt man wieder aus denselben Gleichungen (2′), (3′) und (1′)

$$\omega'^2_1 + \omega'^2_2 = Q' - \frac{3}{2}\left(\frac{P'}{2}\right)^2$$

$$\omega'^2_1 + \omega'^2_2 = \frac{2R'}{P'} - \frac{1}{2}\left(\frac{P'}{2}\right)^2$$

also es muß wieder dieselbe Bedingung (6) wie früher gelten. Wenn also die Bedingung (6) erfüllt ist, dann sind entweder die Oszillationen

einwellig ($\omega_1' = \omega_2'$) oder sie haben eine gemeinschaftliche Dämpfung ($\delta_1' = \delta_2'$).[1]) Es ist somit die Bedingung (6) für das Eintreten der einwelligen Oszillationen nicht hinreichend, und es handelt sich also noch darum, zu entscheiden, unter welchen weiteren Bedingungen bei der Gültigkeit der obigen Relationen der Fall der Einwelligkeit ($\omega_1' = \omega_2'$) und unter welchen der Fall der Gleichheit der Dämpfungen ($\delta_1' = \delta_2'$) eintreten wird.

Setzt man voraus, es wäre:

$$\omega_1' = \omega_2' = \omega'$$

dann wird aus Gleichungen (1') und (3')

$$\left.\begin{aligned} \delta_1' + \delta_2' &= \frac{P'}{2} \\ \omega'^2 + \delta_1'\delta_2' &= \frac{R'}{P'} \end{aligned}\right\} \qquad (7)$$

und die Gleichung (4') gibt

$$\omega'^4 + (\delta'^2_1 + \delta'^2_2)\,\omega'^2 + \delta'^2_1 \delta'^2_2 = S$$

also mit Hilfe der Gleichungen (7)

$$4\,\omega'^4 + \left[\left(\frac{P'}{2}\right)^2 - 4\,\frac{R'}{P'}\right]\omega'^2 = S' - \left(\frac{R'}{P'}\right)^2$$

oder

$$\omega'^2 = \frac{1}{2}\left\{\frac{R'}{P'} - \left(\frac{P'}{4}\right)^2 \pm \sqrt{S' + \left(\frac{P'}{4}\right)^4 - \frac{1}{2}R'\frac{P'}{4}}\right\} \qquad (8)$$

Und aus den Gleichungen (7)

$$\delta_1'\delta_2' = \frac{1}{2}\left\{\frac{R'}{P'} + \left(\frac{P'}{4}\right)^2 \mp \sqrt{S' + \left(\frac{P'}{4}\right)^4 - \frac{1}{2}R'\frac{P'}{4}}\right\} \qquad (9)$$

$$(\delta_1' - \delta_2')^2 = -\,2\left\{\frac{R'}{P'} - \left(\frac{P'}{4}\right)^2 \mp \sqrt{S' + \left(\frac{P'}{4}\right)^4 - \frac{1}{2}R'\frac{P'}{4}}\right\} \qquad (10)$$

Es müssen aber alle Ausdrücke, welche in den Gleichungen (8), (9), (10) links stehen, positiv sein. Somit gibt in der Gleichung (10) (und allen übrigen) nur das obere (hier —) Zeichen die gesuchte Lösung. Außerdem muß in dieser Gleichung (10)

$$\sqrt{S' + \left(\frac{P'}{4}\right)^4 - \frac{1}{2}R'\frac{P'}{4}} > \frac{R'}{P'} - \left(\frac{P'}{4}\right)^2$$

---

1) Die hier aufgetretene Eigenschaft der Bedingung (6) wird sofort klar, wenn man in derselben P', Q', R' durch ω_1', ω_2', δ_1', δ_2' mit Hilfe der Gleichungen (1'), (2'), (3') ausdrückt. Man bekommt dann:

$$R' - \left(\frac{P'}{2}\right)Q' + \left(\frac{P'}{2}\right)^3 = -\,(\delta_1' - \delta_2')(\omega'^2_1 - \omega'^2_2) = 0$$

Quadriert man diese Ungleichheit (was erlaubt ist, da beide Seiten immer positiv sind), dann resultiert die Bedingung

$$S' > \left(\frac{R'}{P'}\right)^2$$

Da aber auch $\delta_1' \delta_2'$ positiv sein muß, bekommt man ganz ähnlich noch eine zweite Bedingung und zwar:

$$S' < \left(\frac{R'}{P'}\right)^2 + R' \frac{P'}{4}$$

Es führt somit die Relation (6) zur Einwelligkeit der Oszillationen in dem Falle, daß die Ungleichheit

$$\left(\frac{R'}{P'}\right)^2 + R' \frac{P'}{4} > S' > \left(\frac{R'}{P'}\right)^2 \tag{11}$$

erfüllt ist. — Setzt man dagegen

$$\delta_1' = \delta_2' = \delta'$$

dann haben wir aus Gleichung (1′) und (3′)

$$\left.\begin{aligned} \delta' &= \frac{P'}{4} \\ \omega_1'^2 + \omega_2'^2 &= \frac{2R'}{P'} - 2\left(\frac{P'}{4}\right)^2 \end{aligned}\right\} \tag{12}$$

und die Gleichung (4′) gibt jetzt:

$$\omega_1'^2 \omega_2'^2 + \delta'^2(\omega_1'^2 + \omega_2'^2) + \delta'^4 = S'$$

oder mit Hilfe der Gleichungen (12)

$$\omega_1'^2 \omega_2'^2 = S' - \frac{1}{2} R' \frac{P'}{4} + \left(\frac{P'}{4}\right)^4 \tag{13}$$

Und aus dieser Gleichung und der zweiten von (12) resultiert

$$(\omega_1'^2 - \omega_2'^2)^2 = 4\left(\left(\frac{R'}{P'}\right)^2 - S'\right) \tag{14}$$

Da aber sowohl $\omega_1'^2 \omega_2'^2$ als auch $(\omega_1'^2 - \omega_1'^2)^2$ positiv sein müssen, führt die erste Bedingung zur Ungleichheit

$$S' > \left[\frac{1}{2} R' - \left(\frac{P'}{4}\right)^2\right] \frac{P'}{4}$$

und die zweite zur Ungleichheit

$$S' < \left(\frac{R'}{P'}\right)^2$$

Die Relation (6) führt also zur Gleichheit der Dämpfungen in dem Falle, daß die Ungleichheit

$$\left(\frac{R'}{P'}\right)^2 > S' > \left[\frac{1}{2} R' - \left(\frac{P'}{4}\right)^2\right] \frac{P'}{4} \tag{15}$$

erfüllt ist.

Aus den Gleichungen (10) und (14) sieht man noch, daß die Relation zur Einwelligkeit (Gleichheit der Schwingungszahlen) und gleichzeitig zur Gleichheit der Dämpfungen führt, wenn außer derselben noch die Gleichung

$$S' = \left(\frac{R'}{P'}\right)^2 \tag{16}$$

besteht.

Es entsteht jetzt aber die sehr wichtige Frage, ob die erforderlichen Bedingungen auch realisiert werden können (d. h. ob sie durch positive δ_1, δ_2, b_1, b_2, wo δ_1 und δ_2 klein sind und für $0 < k < 1$ befriedigt werden können).

Da uns aber nur der Fall der Einwelligkeit interessiert, werden wir nur diesen betrachten.

Es soll also sein

$$\left(\frac{R'}{P'}\right)^2 + \frac{R'P'}{4} > S' > \left(\frac{R'}{P'}\right)^2 \tag{11}$$

für

$$R' - \frac{P'}{2}Q' + \left(\frac{P'}{2}\right)^3 = 0 \tag{6}$$

Die Ungleichheit (11) multipliziert man mit P'^2 und eliminiert aus derselben $\left(\frac{P'}{2}\right)^3$ mit Hilfe der Gleichung (6). Dann bekommt man:

$$P'Q'R' - R'^2 > S'P'^2 > R'^2$$

oder

$$P'Q'R' - R'^2 - S'P'^2 > 0 > R'^2 - S'P'^2$$

Führt man in diese Ungleichheit die Größen P, Q, R, S mit Hilfe der Gleichungen (1) bis (4) hinein, dann bekommt man:

$$\frac{PQR - R^2 - SP^2 + k^2R^2}{(1-k^2)^3} > 0 > \frac{(1-k^2)R^2 - SP^2}{(1-k^2)^3}$$

Da aber

$$PQR - R^2 - SP^2 = 4\delta_1\delta_2\{(b_1 - b_2)^2 + 4(\delta_1 + \delta_2)(\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1)\}$$

also immer positiv ist, wird die linke Seite der Ungleichheit immer erfüllt, und es bleibt übrig nur die Bedingung

$$1 - k^2 < \frac{SP^2}{R^2} \tag{17}$$

Wenn man in die Relation (6) P, Q, R, S einführt, dann bekommt man:

$$R(1-k^2)^2 - \frac{P}{2}Q(1-k^2) + \left(\frac{P}{2}\right)^3 = 0 \tag{18}$$

oder

$$1 - k^2 = \frac{PQ}{4R}\left[1 \pm \sqrt{1 - \frac{2RP}{Q^2}}\right] \tag{19}$$

Mit Hilfe dieser Gleichung geht die Ungleichheit der Gleichung (17) über in:

$$Q\left[1 \pm \sqrt{1 - \frac{2PR}{Q^2}}\right] < \frac{4PS}{R} \tag{20}$$

Es handelt sich also darum, ob es möglich ist, solche positive δ_1, δ_2, b_1, b_2 zu treffen, daß die Ungleichheit der Gleichung (20) erfüllt sein würde und aus der Gleichung (19) ein positives k^2 zwischen 0 und 1 resultiere. Man muß hier zwei Fälle, denjenigen mit — und + Zeichen, unterscheiden.

A. Für — Zeichen bekommt man (unter Berücksichtigung, daß $\frac{2PR}{Q}$ gegenüber 1 klein ist) aus Gleichung (20)

$$R^2 < 4SQ$$

Diese Ungleichheit kann sicher immer erfüllt werden. Die Gleichung (19) gibt jetzt

$$k_a^2 = 1 - \frac{P}{4Q}$$

Also nähert sich k_a^2 zwischen den notwendigen Grenzen sehr nahe der Einheit, so daß dieser Fall keinen praktischen Wert hat.

B. Für + Zeichen resultiert aus Gleichung (20) unter derselben Vernachlässigung wie früher)

$$RQ < 2PS$$

Führt man in diesem Ausdruck δ_1, δ_2, b_1, b_2 ein und vernachlässigt man die höheren Potenzen von δ_1 resp. δ_2, dann gilt

$$(\delta_1 b_2 - \delta_2 b_1)(b_1 - b_2) > 0$$

Soll diese Bedingung erfüllt werden, dann müssen beide Differenzen entweder positiv oder beide negativ sein, und dieses führt zu den Bedingungen:

entweder

$$b_1 > b_2 > \frac{\delta_2}{\delta_1} b_1 \tag{21a}$$

oder

$$b_1 < b_2 < \frac{\delta_2}{\delta_1} b_1 \tag{21b}$$

Es kann somit b_2 immer so gewählt werden, daß eine dieser Bedingungen erfüllt wird, und zwar für $\delta_2 < \delta_1$ die Gleichung (21a)

und für $\delta_2 > \delta_1$ die Gleichung (21b). In dem Falle, daß $\delta_1 = \delta_2$ wäre, müßte auch $b_1 = b_2$ sein, was aber zu einem, praktisch wertlosem, Falle $k = 0$ führt.

Um in diesem Falle (für + Zeichen) k_b^2 zu berechnen, darf man in Gleichung (19) bei Entwickelung der Quadratwurzel die höheren Potenzen von $\frac{2RP}{Q}$ nicht vernachlässigen, da k_b^2 in diesem Falle sehr klein ist. Man rechnet lieber nach der Gleichung (18), welche man in der Form schreibt:

$$k^4 - \frac{2R - \frac{P}{2}Q}{R} k^2 + \frac{R - \frac{P}{2}Q + \left(\frac{P}{2}\right)^3}{R} = 0$$

Es ist also das Produkt der beiden Wurzeln dieser Gleichung:

$$k_b^2 k_a^2 = \frac{R - \frac{P}{2}Q + \left(\frac{P}{2}\right)^3}{R} \tag{19a}$$

Da aber schon früher gefunden wurde, daß $k_a^2 > 0$ ist, wird auch k_b^2 positiv, wenn:

$$R - \frac{P}{2}Q + \left(\frac{P}{2}\right)^2 > 0$$

Durch Einsetzen von δ_1, δ_2, b_1, b_2, bekommt man aber aus dieser Ungleichheit:

$$(\delta_2 - \delta_1)[(b_1 - \delta_1^2) - (b_2 - \delta_2^2)] > 0$$

Es müssen also beide Faktoren entweder positiv oder negativ sein, das heißt es muß gelten:

entweder

$$\delta_2 > \delta_1 \qquad b_2 < b_1 + (\delta_2 - \delta_1)(\delta_2 + \delta_1) \tag{22a}$$

oder

$$\delta_2 < \delta_1 \qquad b_2 > b_1 - (\delta_1 - \delta_2)(\delta_1 + \delta_2) \tag{22b}$$

Man hat aber früher gefunden, daß für $\delta_2 > \delta_1$ die Bedingung der Gleichung (21b) erfüllt werden kann, somit wird auch die zweite Hälfte der Ungleichheiten der Gleichung (22a) erfüllt. Und ebenso für $\delta_2 < \delta_1$ kann auch die zweite Hälfte der Ungleichheiten der Gleichung (22b) erfüllt werden, da in diesem Falle die Gleichung (21a) erfüllt werden kann.

Solange also

$$\delta_2 \gtrless \delta_1 \tag{23}$$

kann man immer ein solches b_2 wählen, daß alle aus den Relationen der Gleichungen (11) und (6) fließenden Relationen praktisch befriedigt

werden, oder man kann im Falle der Gültigkeit der Relation der Gleichung (23) einwellige Oszillationen bekommen.

Lassen wir noch den sub A. gefundenen Fall als unpraktischen weg, dann bleibt uns nur der sub B. Für diesen Fall findet man für k_b^2 aus der Gleichung (19a), wenn man bedenkt, daß k_a^2 sehr nahe der Einheit gleich ist:

$$k_b^2 = \frac{(\delta_2 - \delta_1)[(b_1 - \delta_1^2) - (b_2 - \delta_2^2)]}{\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1} \tag{24}$$

Aus diesem Ausdrucke ist klar, daß solange die Verstimmung klein ist (d. h. $b_1 - b_2$ klein) die Koppelung nur schwach sein kann, und daß man eine stärkere Koppelung nur bei großer Verstimmung anwenden kann.

Es entsteht somit die sehr wichtige Frage, ob bei diesen Verhältnissen genügende Energie im Sekundärkreise verbraucht (bzw. ausgestrahlt) werden kann. Um sich über diese Verhältnisse ein Bild zu verschaffen, betrachtet man den Spezialfall, daß die Oszillationen einwellig (d. h. $\omega_1' = \omega_2'$) und außerdem auch die Dämpfungen untereinander gleich sind ($\delta_1' = \delta_2'$), denn in diesem Falle läßt sich der Ausdruck für die im Sekundärkreise verbrauchte Energie leicht entwickeln.

Man muß zuerst beweisen, daß dieser Spezialfall realisierbar ist. Nach dem Früheren müssen in diesem Falle die Relationen der Gleichungen (6) und (16) erfüllt sein.

Führt man in diese P, Q, R, S ein, dann bekommt man:

$$R(1 - k^2)^2 - \frac{P}{2} Q(1 - k^2) + \left(\frac{P}{2}\right)^3 = 0 \tag{25}$$

$$1 - k^2 = \frac{P^2 S}{R^2} \tag{26}$$

Eliminiert man aus diesen Gleichungen $(1 - k^2)$, dann bleibt die Relation:

$$PS^2 - \tfrac{1}{2} QRS + \tfrac{1}{8} R^3 = 0 \tag{27}$$

Führt man in dieselbe noch die Größen δ_1, δ_2, b_1, b_2 ein, dann bekommt man die notwendige Bedingung

$$(\delta_1 b_2 - \delta_2 b_1)[(b_1 - b_2) b_1 b_2 + (\delta_1^2 b_2^2 - \delta_2^2 b_1^2)] = 0$$

Es muß also sein:

entweder

$$\delta_1 b_2 - \delta_2 b_1 = 0 \tag{28a}$$

oder

$$(b_1 - b_2) b_1 b_2 + \delta_1^2 b_2^2 - \delta_2^2 b_1^2 = 0 \tag{28b}$$

Die Gleichung (26) gibt aber

$$
\left.\begin{aligned}
k^2 &= \frac{(b_1 - b_2)(\delta_2^2 b_1 - \delta_1^2 b_2)}{(\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1)^2} \\
&= \frac{1}{2} \frac{(b_1 - b_2)[(\delta_1 + \delta_2)(\delta_2 b_1 - \delta_1 b_2) - (\delta_1 - \delta_2)(\delta_2 b_1 + \delta_1 b_2)]}{(\delta_1 b_2 + \delta_2 b)^2}
\end{aligned}\right\} \qquad (29)
$$

Wäre aber die Gleichung (28a) erfüllt, dann ist

$$k^2 = -\frac{1}{2} \frac{(b_1 - b_2)(\delta_1 - \delta_2)}{\delta_1 b_2 + \delta_2 b_1}$$

Setzt man in diesen Ausdruck aus Gleichung (28a):

$$b_2 = \frac{\delta_2}{\delta_1} b_1$$

wie man es aus Gleichung (28a) bekommt, dann resultiert

$$k^2 = -\frac{(\delta_1 - \delta_2)^2}{4 \delta_1 \delta_2}$$

Die Bedingung der Gleichung (28a) führt also zu einer unrealisierbaren Bedingung für k.

Es bleibt uns somit nur der zweite Fall, d. h. die Bedingung der Gleichung (28b). Dividiert man diese Gleichung durch $b_1^2 b_2^2$ und schreibt man

$$\frac{\delta_1}{\sqrt{b_1}} = \vartheta_1 \qquad \frac{\delta_2}{\sqrt{b_2}} = \vartheta_2 \qquad (30)$$

dann bekommt man aus Gleichung (28b)

$$b_2 = \frac{1 - \vartheta_2^2}{1 - \vartheta_1^2} b_1 \qquad (31)$$

und aus Gleichung (29)

$$k^2 = \frac{(\vartheta_2^2 - \vartheta_1^2)^2}{(1 - \vartheta_1^2)(1 - \vartheta_2^2)[\vartheta_2 \sqrt{1 - \vartheta_1^2} + \vartheta_1 \sqrt{1 - \vartheta_2^2}]^2} \qquad (32)$$

Die Bedingung der Gleichung (31) kann immer erfüllt werden, und die Gleichung (32) gibt dann für k^2 einen zwischen 0 und 1 liegenden Wert. Es ist somit dieser Fall realisierbar.

Da aber immer ϑ_1^2 und ϑ_2^2 gegenüber 1 klein sind, kann man für k^2 auch schreiben

$$k^2 = (\vartheta_2 - \vartheta_1)^2 \qquad (32a)$$

Den Wert der in dem Sekundärkreise verbrauchten Energie U_2 bekommt man aus der Gleichung (32) meiner früheren Abhandlung im Jahrb. **2**, 263, wenn man dieselbe mit $R_2 C_2^2$ multipliziert. Führt man in diese Gleichung noch die Größen P, Q, R, S ein, dann erhält man

$$\left.\begin{aligned} U_2 &= R_2\, C_2{}^2\, \psi(2,2) \\ &= U \frac{k^2}{(1-k^2)^2} \cdot \frac{2\,\delta_2\, R\, b_1}{P\,Q\,R - R^2 - P^2\, S} \end{aligned}\right\} \quad (33)$$

wo U die ursprüngliche Energie der elektrostatischen Ladung des Primärkreises bedeutet.

Unter Berücksichtigung der Gleichungen (6) und (16) gilt aber

$$P\,Q\,R - R^2 - P^2\, S = 2 \left(\frac{P}{2}\right)^3 R$$

und somit:

$$U_2 = U \frac{k^2}{(1-k^2)^2} \cdot \frac{\delta_2\, b_1}{(\delta_1 + \delta_2)^3}$$

Da aber k^2 gegenüber 1 klein ist und b_2 und b_1 einander sehr nahe gleich, bekommt man auch mit Hilfe der Gleichung (32a)

$$U_2 = U \left(\frac{\vartheta_2 - \vartheta_1}{\vartheta_2 + \vartheta_1}\right)^2 \frac{\vartheta_2}{\vartheta_1 + \vartheta_2} \quad (34)$$

Eine durch diesen Ausdruck gegebene Energie ist sicher bedeutend kleiner als die, welche bei einer vollkommenen Abstimmung der Kreise und genügend großem Koppelungskoeffizienten (k^2 bedeutend $> 4\,\vartheta_1\,\vartheta_2$) erhalten wird, und für welche man aus den 155 Gleichungen der zitierten Abhandlung bekommt:

$$U_2 = U \frac{\vartheta_2}{\vartheta_1 + \vartheta_2} \quad (35)$$

Man darf aber nicht übersehen, daß in diesem Falle diese Energie U_2 in Form von zwei Wellen ausgestrahlt wird. In dem Falle, daß

$$\left(\frac{\vartheta_2 - \vartheta_1}{\vartheta_2 + \vartheta_1}\right)^2 = \frac{1}{2}$$

d. h. wenn

$$\vartheta_2 = 5 \cdot 8\,\vartheta_1 \quad \text{oder} \quad \vartheta_1 = 5 \cdot 8\,\vartheta_2$$

wird somit die Leistungsfähigkeit der einwelligen Schaltung etwa gleich der gewöhnlichen (bei noch größerem Verhältnisse der Dämpfungen wird sie sogar günstiger). Da aber ein so großes Verhältnis der Dämpfungen in der Praxis kaum vorkommt[1]), wird man aus den hier angeführten Gründen der einwelligen Schaltung vor der gewöhnlichen nicht Vorzug geben.

---

1) Nur etwa in der ursprünglichen Wienschen Stoßerregung mit drei Kreisen wird sich das Verhältnis der Dämpfungen des dritten Antennenkreises und des sehr schwach gedämpften Zwischenkreises dem hier erforderlichen Werte nähern oder ihn sogar übersteigen.

Außer der Energie ist für den Empfang einer Welle noch ihre Dämpfung von großer Bedeutung, denn je kleiner dieselbe ist, desto mehr Energie kann durch einen abgestimmten Oszillationskreis (Empfangsantenne) aufgenommen werden. Was nun jetzt die Dämpfung betrifft, so unterscheidet sich unsere einwellige Schaltung von der gewöhnlichen nur unwesentlich. Denn für den betrachteten Spezialfall gilt

$$\delta_1' = \delta_2' = \frac{\delta_1 + \delta_2}{2}$$

und für eine abgestimmte genügend stark gekoppelte gewöhnliche Schaltung gilt

$$\left.\begin{matrix}\delta_1' \\ \delta_2'\end{matrix}\right\} = \frac{\delta_1 + \delta_2}{2(1 \mp k)}$$

Also unterscheiden sich die Dämpfungen nur etwa nach Prozenten.

Es ist aber nicht ganz sicher, daß für den Empfang die Dämpfung bei den einwelligen Oszillationen nur dieselbe Rolle spielt wie bei den einfachen, denn bei den einfachen Oszillationen ist der Verlauf der Amplitude durch die Dämpfung vollkommen bestimmt, bei den hier betrachteten einwelligen dagegen hängt der Verlauf der Amplitude noch von einer Konstanten $\frac{B}{A}$ ab (siehe die entsprechende Gleichung auf Seite 106).

Wir lassen somit noch die Frage nach der Empfangsfähigkeit der einwelligen Oszillationen unentschieden, denn wir werden später Gelegenheit haben, darüber etwas Sicheres zu sagen.

Man hat im vorigen diejenigen zusammengesetzten Oszillationen als einwellig bezeichnet, wenn dieselben nur eine einzige gemeinschaftliche Schwingungszahl haben. Man kann aber die Einwelligkeit besser und sachgemäßer definieren als diejenige Eigenschaft der Oszillationen, wenn dieselben, mit einem beliebig schwach gedämpften Kreise aufgenommen, eine Resonanzkurve mit nur einem einzigen Maximum besitzen.

Um zu entscheiden, inwieweit die frühere Definition mit dieser strengeren sich deckt, muß man die Bedingungen finden, unter welchen die Oszillationen von zwei induktiv gekoppelten Oszillationskreisen im dritten (Meßkreise), der sehr schwach induktiv mit dem Sekundärkreise gekoppelt ist, einen Stromeffekt nur mit einem einzigen Maximum induzieren, wenn dieser Kreis beliebig schwach gedämpft ist.

Den Stromeffekt in diesem Meßkreise findet man aus meiner früheren Abhandlung: Jahrb. **4**, 188, 1910 aus den Gleichungen (23), (26) und (27). In diesen zwei letzten Gleichungen kann man alle Glieder, welche δ_3 enthalten, weglassen wegen der Voraussetzung, daß

der Meßkreis unendlich schwach gedämpft ist. Außerdem gilt aus der Gleichung (18), da der dritte Kreis nur mit dem zweiten gekoppelt ist (also $k_{31} = 0$)

$$U_0 = 0 \qquad U_0' = 0 \qquad U_0'' = k_{32} V_0'' \qquad U_0''' = k_{32} V_0''' \tag{36}$$

Und mit Hilfe der Gleichungen (12)

$$U_0'' = -\frac{k_{32} k_{21} b_1 F_1}{1 - k^2} \tag{37}$$

$$U_0''' = -\frac{2 k_{32} k_{21} (\delta_1 + \delta_2) b_1}{(1 - k^2)^2} F_1 = P U_0'' \tag{38}$$

Setzt man diese Werte in die Gleichung (27), dann bekommt man nach der Gleichung (23) für den Stromeffekt:

$$\Psi_{(33)} = \frac{b_3^2 [b_3 + 16 (\delta_1' + \delta_2')^2] U''^2_0}{4 \delta_3 [(b_1' - b_3)^2 + 4 \delta'^2_1 b_3] [(b_2' - b_3)^2 + 4 \delta'^2_2 b_3]} \tag{39}$$

Es hat somit der Stromeffekt, als Funktion von b_3 aufgefaßt, im allgemeinen zwei Maxima, und zwar in der Nähe von $b_3 = b_1'$ und $b_3 = b_2'$. Es ist aber aus der Form des Ausdruckes auch zu sehen, daß in der Nähe dieser Maxima sich der Nenner weit rascher ändert als der Zähler, so daß man beim Aufsuchen der Maxima den Zähler als konstant ansehen darf.

Setzt man voraus, daß die Oszillationen eine gemeinschaftliche Schwingungszahl haben und macht man die Substitution

$$x = \omega'^2 - b_3 \tag{40}$$

dann bekommt man für den Nenner N, wenn man den Faktor $4 \delta_3$ wegläßt

$$N = [x^2 - 2\delta'^2_1 x + 2\delta'^2_1 \omega'^2 + \delta'^4_1][x^2 - 2\delta'^2_2 x + 2\delta'^2_2 \omega'^2 + \delta'^4_2] \tag{41}$$

Für die Extrema dieses Ausdruckes muß sein

$$\frac{dN}{dx} = 0$$

oder:

$$x^3 - 3\frac{\delta'^2_1 + \delta'^2_2}{2} x^2 + \left[(\delta'^2_1 \delta'^2_2)\omega'^2 + \frac{\delta'^4_1 + \delta'^4_2 + 4\delta'^2_1 \delta'^2_2}{2}\right] x -$$
$$- \delta'^2_1 \delta'^2_2 [2\omega'^2 + (\delta'^2_1 + \delta'^2_2)] = 0$$

Diese Gleichung kann man schreiben in der Form:

$$\left.\begin{aligned} &\left(x - \frac{\delta'^2_1 + \delta'^2_2}{2}\right)^3 + \\ &+ \left[(\delta'^2_1 + \delta'^2_2)\omega'^2 - \left(\frac{\delta'^2_1 - \delta'^2_2}{2}\right)^2\right]\left(x - \frac{\delta'^2_1 + \delta'^2_2}{2}\right) + \\ &+ 2\left(\frac{\delta'^2_1 - \delta'^2_2}{2}\right)^2 \omega'^2 = 0 \end{aligned}\right\} \tag{42}$$

Die Diskriminante dieser Gleichung ist für alle praktischen Fälle immer positiv, da beide Koffizienten positiv sind, die Gleichung hat also nur eine reale Wurzel, und zwar gilt sehr annähernd für dieselbe (für $\delta_1' = \delta_2'$ sogar streng)

$$x = \frac{2\,\delta_1'^2\,\delta_2'^2}{\delta_1'^2 + \delta_2'^2}. \tag{43}$$

Solange also die Oszillationen eine gemeinschaftliche Schwingungszahl haben, hat $\frac{dN}{dx} = 0$ nur eine reale Wurzel und somit der Stromeffekt nur ein Maximum. Das bedeutet aber, daß solche Oszillationen auch nach der zweiten Definition einwellig sind.

Für das Extremum des Nenners N gilt

$$N = 4\,\delta_1'^2\,\delta_2'^2 \left[\omega'^2 + \frac{\delta_1'^2}{2}\left(\frac{\delta_1'^2 - \delta_2'^2}{\delta_1'^2 + \delta_2'^2}\right)\right]\left[\omega'^2 + \frac{\delta_2'^2}{2}\left(\frac{\delta_1'^2 - \delta_2'^2}{\delta_1'^2 + \delta_2'^2}\right)^2\right]$$

oder, da δ_1^2 und δ_2^2 gegenüber ω'^2 klein sind

$$N = 4\,\delta_1'^2\,\delta_2'^2\,\omega'^4 \tag{44}$$

und für das Maximum des Stromeffektes im Empfangskreise findet man (wenn man noch δ_1^2 resp. δ_2^2 gegenüber b_3 vernachlässigt)

$$\Psi_{\max}{}^{(3,3)} = \frac{b_3}{16\,\delta_3\,\delta_1'^2\,\delta_2'^2}\,\frac{k_{32}{}^2\,k_{21}{}^2}{(1-k^2)^2}\,b_1{}^2\,F^2 \tag{45}$$

Diesen Effekt kann man jetzt vergleichen mit demjenigen, welchen man bei einer gewöhnlichen starken Koppelung erzielt.

Der Einfachheit wegen setzt man voraus, daß $b_1 = b_2 = b$ ist, und die Koppelung genügend stark, so daß man annehmen kann:

$$\left.\begin{aligned} b_1' &= \frac{b}{1-k^2} \qquad & b_2' &= \frac{b}{1+k} \\ \delta_1' &= \frac{\delta_1 + \delta_2}{2(1-k)} \qquad & \delta_2' &= \frac{\delta_1 + \delta_2}{2(1+k)} \end{aligned}\right\} \tag{46}$$

Dann bekommt man für $b_3 = b_1'$ oder $b_3 = b_2'$ aus der Gleichung (39) (unter denselben Vernachlässigungen wie früher)

$$\Psi_{\max}{}^{(3,3)} = \frac{1}{16\,\delta_3\,(\delta_1 + \delta_2)^2}\,k_{32}{}^2\,\frac{k_{21}}{k_{12}}\,b_1{}^2\,F^2 \tag{47}$$

Für die einwelligen Oszillationen bekommt man für den früher näher betrachteten Spezialfall ($\delta_1' = \delta_2'$, $\omega_1' = \omega_2'$) aus der Gleichung (45):

$$\Psi_{\max}{}^{(3,3)} = \frac{1}{16\,\delta_3\,(\delta_1 + \delta_2)^2}\,k_{32}{}^2\,\frac{k_{21}}{k_{12}}\,b_1{}^2\,F^2\,\frac{16\,b_3\,k^2}{(\delta_1 + \delta_2)^2} \tag{45a}$$

Wählt man in beiden Fällen das Verhältnis $\frac{k_{21}}{k_{12}}$ gleich (bei den einwelligen Oszillationen sind natürlich sowohl k_{21} als auch k_{12} einzeln kleiner als bei der starken gewöhnlichen), dann wird der Effekt bei der einwelligen Schaltung ebenso groß wie bei der gewöhnlichen, wenn

$$\frac{16\, b_3\, k^2}{(\delta_1 + \delta_2)^2} = 1 \tag{48}$$

Da aber in dieser Schaltung b_3 sehr nahe b_1 und b_2 ist, kann man setzen

$$\frac{(\delta_1 + \delta_2)^2}{b_3} = (\vartheta_1 + \vartheta_2)^2$$

Und die Gleichung (48) gibt mit Berücksichtigung der Relation der Gleichung (32a)

$$16\left(\frac{\vartheta_2 - \vartheta_1}{\vartheta_2 + \vartheta_1}\right)^2 = 1$$

also:

$$\vartheta_2 = \tfrac{5}{3}\,\vartheta_1 \quad \text{oder} \quad \vartheta_1 = \tfrac{5}{3}\,\vartheta_2$$

Wenn also das Verhältnis der Dämpfungen der Oszillationskreise gleich $\frac{5}{3}$ ist, wird von einem idealen (d. h. dämpfungslosen) Empfangskreise bei der einwelligen Schaltung ebensoviel Energie aufgenommen, als bei der gewöhnlichen. Ist dagegen dieses Verhältnis größer, so ist die einwellige Schaltung wirksamer.

Vergleicht man dieses Resultat mit dem früheren über die im Sekundärkreise verbrauchte Energie, so findet man, daß die Verhältnisse bei der einwelligen Schaltung günstiger stehen, als man bloß aus der Energie und Dämpfung erwarten könnte. Oder anders ausgedrückt: Die einwelligen Oszillationen besitzen eine größere Empfangsfähigkeit als einfache Oszillationen (von derselben Dämpfung).

Diese eigentümliche Eigenschaft der einwelligen Oszillationen hängt zusammen mit ihrer eigentümlichen Resonanzkurve, deren Charakter besonders schön bei dem Spezialfalle ($\delta_1' = \delta_2' = \delta$, $\omega_1' = \omega_2'$, also auch $b_1' = b_2'$) erscheint. Für diesen Fall geht nämlich die Gleichung (39) über in

$$\Psi_{(33)} = \frac{b_3\,[b_3 + b\,4\,\delta'^2]\,U''^2_0}{4\,\delta_3\,[(b' - b_3)^2 + 4\,\delta'^2\, b_3]^2}$$

Und die Resonanzkurve hat die Form:

$$\frac{\Psi_{(33)}}{\Psi_{\max}{}^{(3,3)}} = \eta = \left[\frac{4\,\delta'\, b_3}{(b' - b_3)^2 + 4\,\delta'^2\, b_3}\right]^2$$

während für die erste Welle bei starker Koppelung (in der Nähe des Gipfels oder für einfache Oszillationen) gilt:

$$\eta = \frac{4\,\delta_1{}^2\,b_3}{(b_1' - b_3)^2 + 4\,\delta'^2\,b_3}$$

Also bei derselben Dämpfung ist die Resonanzkurve der einwelligen Oszillationen weit enger und steiler als bei einfachen, also verhalten sich die einwelligen Oszillationen so, als ob ihre Dämpfung kleiner wäre.

Eine weitere Folge dieser besonderen Form der einwelligen Oszillationen wird ihre größere Abstimmungsfähigkeit sein gegenüber den einfachen Oszillationen von derselben Dämpfung.

Wir haben uns im vorstehenden besonders mit demjenigen Spezialfalle der einwelligen Oszillationen befaßt, bei welchem sowohl die Schwingungszahlen als auch die Dämpfungen gleich sind. Man muß jetzt also noch überlegen, inwieweit die erhaltenen Resultate auch bestehen bleiben für den Fall, wenn die Dämpfungen verschieden sind. Da die einwellige Schaltung bezüglich der Energie keine singuläre Stellung besitzt, kann man erwarten, daß auch die im Sekundärkreise verbrauchte Energie sich nur wenig ändern wird, wenn man von dem Spezialfalle zu einem ihm naheliegemden übergeht.

Aber auch die Empfangsfähigkeit der Oszillationen wird sich nicht zu viel ändern, wenn die Dämpfungen verschieden werden, denn es bleibt an der Resonanzkurve nur ein einziges Maximum, wie wir früher bewiesen haben. Ja, es läßt sich sogar erwarten, daß die Resultate näherungsweise auch gelten bleiben für den Fall, daß die Schwingungszahlen mäßig voneinander verschieden sind (von der Größenordnung der Dämpfungen), solange aber nur ein Maximum an der Resonanzkurve bestehen bleibt.

Schwieriger ist schon zu beurteilen, wie sich die Verhältnisse ändern werden, wenn die Dämpfung des Empfangskreises nicht unendlich klein ist. Einerseits kann man aus dem Charakter der Gleichungen (26) und (27) der zitierten Abhandlung schließen, daß sich der Bereich der Möglichkeiten, unter welchen die Resonanzkurve nur ein Maximum haben wird, erweitert (was auch schon aus dem bekannten Verflachen des Maximums durch die Dämpfung des Empfangskreises hervorgeht). Andererseits entsteht eine Deformation der Resonanzkurve (infolge der Abhängigkeit des M von δ_3), die aber beinahe den gleichen Charakter haben wird für ein Maximum wie bei zwei Maxima (in der Nähe des einen von ihnen), so daß sich das

Verhältnis der Effekte für die einwelligen und gewöhnlichen Oszillationen sicher nicht sehr stark ändern wird.

Zusammenfassung. Es ist bewiesen, daß man bei zwei gekoppelten Oszillationskreisen einwellige Oszillationen bekommen kann, gleichgültig, ob man als Kriterium der Einwelligkeit die Gleichheit der Schwingungszahlen oder das Zusammenfließen der beiden Maxima der (mit einem unendlich schwachgedämpften Empfangskreise aufgenommenen) Resonanzkurve betrachtet. Das zweite Kriterium ist breiter.

Näher betrachtet wird der Spezialfall, daß sowohl die Schwingungszahlen als auch die Dämpfungen gleich sind.

Was die praktische Brauchbarkeit der einwelligen Schaltung betrifft, so steht diese dem gewöhnlichen beim größeren Verhältnisse der Dämpfungen der ungekoppelten Kreise (von 2 etwa angefangen) sicher nicht nach, ja sie ist sogar günstiger (wenn man sie nach der im Empfangskreise aufgenommenen Energie beurteilt). Außerdem hat die einwellige Schaltung eine größere Abstimmschärfe.

Bemerkung 1. Die Béthenodsche Schaltung unterscheidet sich von der hier betrachteten Koppelung der Kreise durch eine Hinzufügung eines kapazitätlosen Zwischenkreises. Derselbe ändert aber an den Rechnungen gar nichts Wesentliches. Denn in den Grenzen, in welchen man die Dämpfung desselben vernachlässigen kann, ist diese Schaltung mit der hier betrachteten rechnerisch ganz identisch, wie auch Howe schon gezeigt hat.

Bemerkung 2. Als ich diese Abhandlung schon druckfertig hatte, habe ich erfahren, daß im letzten Hefte der Ann. d. Phys. **42**, 1001 eine Arbeit von Herrn A. Kalähne über denselben Gegenstand erschienen ist. Da aber jene Arbeit nur mit der Existenz der Einwelligkeit nach der ersten Definition sich beschäftigt (und zwar noch gründlicher nach der mathematischen Seite, aber mit abweichender Methode), aber ohne irgendeine Rücksicht auf die energetischen Verhältnisse, die aber praktisch eine sehr wichtige Rolle spielen, so halte ich doch die unverkürzte Veröffentlichung meiner Arbeit als nicht überflüssig.

Brünn, Böhmische technische Hochschule.

(Eingesandt 15. Januar 1914.)

Adresse des Autors: Brünn, Eichhorngasse 85.



Einwellige gekoppelte Schwingungssysteme.

Von **A. Kalähne.**

Bezeichnungen.

δ_1, δ_2 und $\mathfrak{d}_1$, $\mathfrak{d}_2$: Dämpfungskonstanten und natürliche logarithmische Dekremente der freien (ungekoppelten) Teilsysteme.

n_1, n_2: Zyklische (Kreis-) Frequenzen der ungedämpften freien Systeme.

ν_1, ν_2: Zyklische (Kreis-) Frequenzen der gedämpften freien Systeme.

δ', δ'' und $\mathfrak{d}'$, $\mathfrak{d}''$: Dämpfungskonstanten und natürliche logarithmische Dekremente (der Hauptschwingungen) des gekoppelten Systems.

ν', ν'': Zyklische (Kreis-) Frequenzen der Hauptschwingungen des gekoppelten Systems.

ϱ_1, ϱ_2; σ_1, σ_2; ϑ_1, ϑ_2: Wiensche Koppelungskoeffizienten.

K: Koppelungsparameter.

h: Verstimmung (Frequenzverhältnis) n_2/n_1.

ε: Verhältnis der Dämpfungen δ_2/δ_1.

$\varkappa$: Koeffizient zur Unterscheidung der drei Fälle A, B, C.

Fall A ($\varkappa = 1$):	gleiche Frequenzen und Dämpfungen	der Hauptschwingungen des gekoppelten Systems.
Fall B ($\varkappa > 1$):	ungleiche Frequenzen, gleiche Dämpfung	
Fall C ($\varkappa < 1$):	gleiche Frequenz, ungleiche Dämpfungen	

Einleitung.

§ 1. Ziel und Inhalt der Arbeit.

Die unter obigem Titel in den Annalen der Physik[1]) veröffentlichte theoretische Arbeit, die hier in veränderter und gekürzter Gestalt wiedergegeben wird, erbringt den Nachweis dafür, daß in einem gekoppelten Schwingungssystem von zwei Freiheitsgraden, z. B. einem aus zwei Teilsystemen von je einem Freiheitsgrad zusammengesetztem System, sich unter gewissen Bedingungen die beiden Hauptschwingungen, deren Frequenzen und Dämpfungen im allgemeinen verschieden sind, auf eine Schwingung mit einheitlicher Frequenz und Dämpfung, unter gewissen anderen Bedingungen auf zwei Schwingungen mit verschiedener Frequenz aber gleicher Dämpfung und unter noch anderen auf zwei Schwingungen mit gleicher Frequenz aber verschiedenen Dämpfungen reduzieren. Sie behandelt diese drei mit A, B, C bezeichneten Sonder-

1) A. Kalähne, Ann. d. Phys. (4) 42, 1001, 1913.

fälle einzeln und gibt die Kennzeichen für den Eintritt des einen oder anderen von ihnen bei besonderen Koppelungsarten an. Von den drei Teilen, in welche die Arbeit zerfällt, ist der in Aussicht gestellte dritte, der Anwendungen auf einzelne besondere Schwingungssysteme enthalten soll, noch nicht erschienen. Die vorliegende Bearbeitung umfaßt deshalb nur die ersten beiden Teile, die in der genannten Veröffentlichung enthalten sind, nämlich:

I. einen mathematischen Teil, in dem die Bedingungen für das Zustandekommen der drei angeführten Sonderfälle auf Grund der allgemeinen Theorie gekoppelter Schwingungssysteme rein mathematisch behandelt werden, und:

II. einen allgemein physikalischen Teil, in welchem die verschiedenen in Betracht kommenden Koppelungsarten nach denselben Gesichtspunkten untersucht und die dabei geltenden Beziehungen zwischen Frequenz, Dämpfung und Koppelung allgemein aufgestellt und besprochen werden.

Es mag gleich hier bemerkt werden, daß von den unendlich vielen denkbaren Koppelungsarten nur diejenigen in Betracht gezogen werden, welche auf lineare Differentialgleichungen führen, also die gewöhnlich in der Mechanik vielfacher Punktsysteme vorkommenden Koppelungen, die M. Wien seiner Koppelungstheorie zugrunde gelegt hat und die in reinster Form bei elektromagnetischen Systemen auftreten. Denn die ganze Betrachtung bezieht sich auf Systeme, die linearen Differentialgleichungen gehorchen und ist nur auf diese anwendbar. Dagegen ist eine Ausdehnung der Betrachtungen auf Systeme mit mehr als zwei Freiheitsgraden möglich; sie muß zu entsprechenden, nur wesentlich komplizierteren Ergebnissen führen, wird aber hier beiseite gelassen.

§ 2. Allgemeine Kennzeichen und Besonderheiten der drei Sonderfälle.

Die oben genannten drei Sonderfälle sind vor dem allgemeinen dadurch ausgezeichnet, daß sich bei ihnen die rechnerische Behandlung der zur Bestimmung der Frequenz, Dämpfung usw. aufzulösenden Gleichungen wesentlich vereinfacht. Das ist einer der Gründe, weswegen sie hier ausführlich untersucht worden sind. Der Hauptgrund ist natürlich der, daß sie vielleicht wegen der besonderen Einfachheit des bei ihnen vorhandenen Schwingungsvorganges praktisch wichtig sein können. Mit dieser Frage beschäftigt sich die vorliegende Arbeit aber nicht weiter; sie bietet dafür nur die theoretischen Grundlagen.

Aus der Theorie der gekoppelten Schwingungssysteme, soweit sie

von linearen Differentialgleichungen beherrscht wird, ergibt sich, daß zur Berechnung der Frequenz usw. der Koppelungsschwingungen oder Hauptschwingungen die Auflösung einer algebraischen Gleichung nötig ist, deren Grad das Doppelte der Zahl der Freiheitsgrade des Systems ist; sie ist also bei einem System mit zwei, drei usw. Freiheitsgraden bzw. vom vierten, sechsten usw. Grade. Daraus sind sofort die großen rechnerischen Schwierigkeiten ersichtlich, die der allgemeinen Behandlung solcher Systeme entgegenstehen. Bei Systemen mit zwei Freiheitsgraden läßt sich die Lösung, rein mathematisch betrachtet, noch ausführen, da eine Gleichung vierten Grades in geschlossener Form auflösbar ist; bei höheren Gleichungen fällt diese Möglichkeit auch noch weg. Aber auch schon bei der biquadratischen Gleichung sind die Formeln so kompliziert, daß es kaum Wert hat, den allgemeinen Fall zu behandeln. Eine vollständige Durchrechnung desselben haben neuerdings übrigens Kiebitz[1]) und Martens[2]) gegeben. Die dort vorhandenen Schwierigkeiten verschwinden bei den hier behandelten Sonderfällen.

Erster (mathematischer) Teil.

§ 3. Allgemeine Bedingungen für die Reduktion einer biquadratischen Gleichung auf eine quadratische.

Bei einer in ihrer allgemeinsten Form gegebenen biquadratischen Gleichung mit der Unbekannten ζ

$$\zeta^4 + a_3 \zeta^3 + a_2 \zeta^2 + a_1 \zeta + a_0 = 0 \tag{1}$$

lassen sich die Koeffizienten a_0, a_1, a_2, a_3 bekanntlich immer durch die vier Wurzeln ζ_1, ζ_2, ζ_3, ζ_4 ausdrücken. Dasselbe gilt natürlich für die Koeffizienten a, b, c der reduzierten Form von (1)

$$\zeta'^4 + a \zeta'^2 + b \zeta' + c = 0 \tag{2}$$

die man durch Einführung von

$$\zeta' = \zeta + \frac{a_3}{4} \tag{3}$$

an Stelle von ζ erhält, und die die Grundlage der Lösung bildet.

Nun handelt es sich bei den vorliegenden Schwingungsproblemen immer um Gleichungen mit reellen Koeffizienten, aber komplexen Wurzeln, die paarweis konjugiert sind, also folgende Form haben

1) F. Kiebitz, Ann. d. Phys. (4) **40**, 138, 1913.
2) F. F. Martens, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **16**, 100 u. 220, 1914.

$$\left.\begin{aligned} \zeta_1 &= \xi_1 + i\,\eta_1 \qquad & \zeta_3 &= \xi_1 - i\,\eta_1 \\ \zeta_2 &= \xi_2 + i\,\eta_2 \qquad & \zeta_4 &= \xi_2 - i\,\eta_2 \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

Durch Einführung dieser Wurzelwerte erhält man den Koeffizienten b des Gliedes erster Ordnung in (2) in der Form

$$b = (\eta_1^2 - \eta_2^2)(\xi_1 - \xi_2). \tag{5}$$

Dieser Koeffizient kann also in gewissen Fällen Null werden, wodurch sich die Gleichung (2) — und damit natürlich auch Gleichung (1) — auf eine leicht auflösbare quadratische Gleichung reduziert. Die drei Sonderfälle, in denen das geschieht, sind die hier behandelten, nämlich

$$\left.\begin{array}{l} \text{A, wenn gleichzeitig } \xi_1 = \xi_2 \text{ und } \eta_1 = \eta_2 \\ \text{B, wenn nur } \xi_1 = \xi_2 \\ \text{C, wenn nur } \eta_1 = \eta_2 \end{array}\right\} \tag{6}$$

ist.

Im Fall A sind beide Wurzelpaare identisch; im Fall B sind ihre reellen Teile, im Fall C ihre imaginären Teile einander gleich.

Die unter (6) angegebenen drei Bedingungen erweisen sich gleichbedeutend mit den Bedingungen

$$\left.\begin{array}{l} \text{A, daß } a^2 = 4c \\ \text{B, daß } a^2 > 4c \\ \text{C, daß } a^2 < 4c \end{array}\right\} \tag{7}$$

Es werden nun die Koeffizienten $a_0 \ldots . a_3$ der ursprünglichen biquadratischen Gleichung (1) wieder eingeführt und man erhält so die gemeinsame Bedingung für das Eintreten eines der drei Fälle A, B, C

$$\underline{a_1 - \frac{a_3}{2}\left(a_2 - \frac{a_3^2}{4}\right) = 0} \tag{8}$$

und die unterscheidenden Bedingungen

$$\underline{\left(a_2 - \frac{a_3^2}{4}\right)^2 + a_3\left[a_1 - \frac{a_3}{2}\left(a_2 - \frac{a_3^2}{4}\right)\right] \begin{array}{c} = \\ > \\ < \end{array} 4\,a_0} \qquad \begin{pmatrix} \text{A:} & = \\ \text{B:} & > \\ \text{C:} & < \end{pmatrix} \tag{9}$$

Zur bequemeren Rechnung verwandelt man die in (9) mitenthaltenen Ungleichungen in Gleichungen, indem man einen neuen zwischen 0 und $+\infty$ liegenden Koeffizienten $\varkappa$ einführt, derart, daß für

$$\left.\begin{array}{l} \text{Fall A } \varkappa = 1 \\ \text{Fall B } \varkappa > 1 \\ \text{Fall C } \varkappa < 1 \end{array}\right\} \tag{10}$$

ist. Die Formel (9) für die unterscheidenden Bedingungen erhält damit die Gestalt

$$4\varkappa^2 a_0 = \left(a_2 - \frac{a_3^2}{4}\right)^2 + a_3\left[a_1 - \frac{a_3}{2}\left(a_2 - \frac{a_3^2}{4}\right)\right]; \tag{9a}$$

aus ihr ergibt sich jedesmal der besondere Wert $\varkappa$, nach dem zu entscheiden ist, welcher der drei Fälle A, B, C vorliegt. Die Gleichungen (8) und (9a), die zusammen gelten, lassen sich durch Kombination miteinander umformen in

$$\varkappa^2 a_0 a_3^2 = a_1^2 \tag{8a}$$

$$4\varkappa^2 a_0 = \left(a_2 - \frac{a_3^2}{4}\right)^2, \text{ also } 2\varkappa\sqrt{a_0} = a_2 - \frac{a_3^2}{4}. \tag{9b}$$

Diese neuen Gleichungen ersetzen die alten vollständig und sind für die Rechnung oft bequemer.

Ist die Bedingung (8), d. h. $b = 0$ erfüllt, also die Reduktion auf eine quadratische Gleichung möglich, so ergeben sich die Wurzeln von Gleichung (2) in folgender Form:

Fall A. $(\varkappa = 1)$

$$\zeta_1' = \zeta_2' = +i\sqrt{\sqrt{a_0} - \frac{a_3^2}{16}}; \quad \zeta_3' = \zeta_4' = -i\sqrt{\sqrt{a_0} - \frac{a_3^2}{16}} \tag{11a}$$

Fall B. $(\varkappa > 1)$

$$\left.\begin{aligned} \left.\begin{matrix}\zeta_1' \\ \zeta_3'\end{matrix}\right\} &= \pm i\sqrt{\varkappa\sqrt{a_0} - \frac{a_3^2}{16} - \sqrt{a_0(\varkappa^2 - 1)}} \\ \left.\begin{matrix}\zeta_2' \\ \zeta_4'\end{matrix}\right\} &= \pm i\sqrt{\varkappa\sqrt{a_0} - \frac{a_3^2}{16} + \sqrt{a_0(\varkappa^2 - 1)}} \end{aligned}\right\} \tag{11b}$$

Fall C. $(\varkappa < 1)$

$$\left.\begin{aligned} \left.\begin{matrix}\zeta_1' \\ \zeta_3'\end{matrix}\right\} = &+\frac{1}{2}\sqrt{2\sqrt{a_0 - \frac{a_3^2}{8}\varkappa\sqrt{a_0} + \frac{a_3^4}{256}} - \left(2\varkappa\sqrt{a_0} - \frac{a_3^2}{8}\right)} \\ &\pm\frac{i}{2}\sqrt{2\sqrt{a_0 - \frac{a_3^2}{8}\varkappa\sqrt{a_0} + \frac{a_3^4}{256}} + \left(2\varkappa\sqrt{a_0} - \frac{a_3^2}{8}\right)} \\ \left.\begin{matrix}\zeta_2' \\ \zeta_4'\end{matrix}\right\} = &-\frac{1}{2}\sqrt{2\sqrt{a_0 - \frac{a_3^2}{8}\varkappa\sqrt{a_0} + \frac{a_3^4}{256}} - \left(2\varkappa\sqrt{a_0} - \frac{a_3^2}{8}\right)} \\ &\pm\frac{i}{2}\sqrt{2\sqrt{a_0 - \frac{a_3^2}{8}\varkappa\sqrt{a_0} + \frac{a_3^4}{256}} + \left(2\varkappa\sqrt{a_0} - \frac{a_3^2}{8}\right)} \end{aligned}\right\} \tag{11c}$$

Durch Hinzufügung von $-\frac{a_3}{4}$ erhält man aus ihnen die Wurzeln ζ von Gleichung (1) selbst.

Zweiter (allgemeiner physikalischer) Teil.

§ 4. Bewegungsgleichungen des Systems und Koeffizienten der biquadratischen Charakteristik.

Die Bewegung in zwei gedämpften Schwingungssystemen 1 und 2, die linear miteinander gekoppelt sind, wird beherrscht durch die beiden simultanen Differentialgleichungen

$$\left.\begin{aligned} a_{11}\frac{d^2 x_1}{dt^2} + b_{11}\frac{dx_1}{dt} + c_{11}x_1 + a_{12}\frac{d^2 x_2}{dt^2} + b_{12}\frac{dx_2}{dt} + c_{12}x_2 = 0 \\ a_{22}\frac{d^2 x_2}{dt^2} + b_{22}\frac{dx_2}{dt} + c_{22}x_2 + a_{21}\frac{d^2 x_1}{dt^2} + b_{21}\frac{dx_1}{dt} + c_{21}x_1 = 0 \end{aligned}\right\} \tag{12}$$

die sich in die Form bringen lassen

$$\left.\begin{aligned} \frac{d^2 x_1}{dt^2} + 2\delta_1\frac{dx_1}{dt} + n_1^2 x_1 + \varrho_1\frac{d^2 x_2}{dt^2} + 2\delta_1\sigma_1\frac{dx_2}{dt} + n_1^2\vartheta_1 x_2 = 0 \\ \frac{d^2 x_2}{dt^2} + 2\delta_2\frac{dx_2}{dt} + n_2^2 x_2 + \varrho_2\frac{d^2 x_1}{dt^2} + 2\delta_2\sigma_2\frac{dx_1}{dt} + n_2^2\vartheta_2 x_1 = 0 \end{aligned}\right\} \tag{13}$$

wenn man setzt

$$\left.\begin{aligned} &\frac{b_{11}}{a_{11}} = 2\delta_1, \quad \frac{b_{22}}{a_{22}} = 2\delta_2 \quad \text{(Dämpfungskonstanten)} \\ &\frac{c_{11}}{a_{11}} = n_1^2, \quad \frac{c_{22}}{a_{22}} = n_2^2 \quad \text{(Frequenzkonstanten)} \\ &\left.\begin{aligned} \frac{a_{12}}{a_{11}} = \varrho_1, \quad \frac{b_{12}}{b_{11}} = \sigma_1, \quad \frac{c_{12}}{c_{11}} = \vartheta_1 \\ \frac{a_{21}}{a_{22}} = \varrho_2, \quad \frac{b_{21}}{b_{22}} = \sigma_2, \quad \frac{c_{21}}{c_{22}} = \vartheta_2 \end{aligned}\right\} \text{(Koppelungskonstanten)} \end{aligned}\right\} \tag{14}$$

Die Größen x_1 und x_2 sind die Variablen, welche den Zustand eines Systems angeben (Lage des schwingenden Punktes, Potential, Stromstärke u. dgl.); δ_1 und δ_2 sind die Dämpfungen der beiden freien (ungekoppelten) Systeme, n_1 und n_2 ihre Kreisfrequenzen ohne Dämpfung; die zugehörigen Kreisfrequenzen mit Dämpfung sind

$$\nu_1 = \sqrt{n_1^2 - \delta_1^2}, \quad \nu_2 = \sqrt{n_2^2 - \delta_2^2}. \tag{15}$$

Die Koeffizienten ϱ_1, ϱ_2, σ_1, σ_2, ϑ_1, ϑ_2 sind die Wienschen Koppelungskoeffizienten, und zwar gelten die ϱ für Beschleunigungskoppelung, die σ für Geschwindigkeits- (Reibungs-) und die ϑ für Lage- (Kraft-) koppelung, bei elektromagnetischen Systemen in derselben Reihenfolge für induktive (magnetische), konduktive (galvanische) und kapazitive (elektrostatische) Koppelung, letztere allerdings in besonderem, von dem gewöhnlichen etwas abweichenden Sinne gebraucht. Diese Koeffizienten, und ebenso auch die Dämpfung- und Frequenzkonstanten von Gl. (14) sind durch die physikalischen Konstanten der Schwingungssysteme bestimmt, z. B. bei elektromagnetischen Systemen durch die Koeffizienten der Selbstinduktion, gegenseitigen Induktion, die Widerstände, Kapazitäten usw.

Von den in der allgemeinen Form der Gl. (12) bzw. (13) enthaltenen drei möglichen Koppelungsarten können eine oder zwei fortfallen, so daß im ganzen sieben verschiedene Kombinationen vorkommen können: nämlich drei Fälle einfacher Koppelung, drei Fälle kombinierter Koppelung von je zwei Arten und schließlich der allgemeine Fall aller drei Koppelungen.

Die Integration der Gleichung (13) nach der Methode der Partikularintegrale, indem man setzt

$$x_1 = A_1 e^{\mu t}, \quad x_2 = A_2 e^{\mu t} \tag{16}$$

führt zur Aufstellung einer biquadratischen Gleichung (Charakteristik) für die zunächst unbekannte Konstante μ von der Form

$$\mu^4 + a_3 \mu^3 + a_2 \mu^2 + a_1 \mu + a_0 = 0 \tag{17}$$

Dabei stellen die konstanten Koeffizienten a_0, a_1, a_2, a_3, die mit den gleichlautenden Größen in Gl. (1) des ersten Teiles zu identifizieren sind, folgende Werte dar:

$$\left.\begin{aligned}
a_3 &= \frac{2(\delta_1 - \varrho_2 \delta_1 \sigma_1 + \delta_2 - \varrho_1 \delta_2 \sigma_2)}{1 - \varrho_1 \varrho_2} \\
a_2 &= \frac{n_1^2 - \varrho_2 n_1^2 \vartheta_1 + 4\delta_1 \delta_2 - 4\delta_1 \delta_2 \sigma_1 \sigma_2 + n_2^2 - \varrho_1 n_2^2 \vartheta_2}{1 - \varrho_1 \varrho_2} \\
a_1 &= \frac{2(\delta_2 n_1^2 - \delta_2 \sigma_2 n_1^2 \vartheta_1 + \delta_1 n_2^2 - \delta_1 \sigma_1 n_2^2 \vartheta_2)}{1 - \varrho_1 \varrho_2} \\
a_0 &= \frac{n_1^2 n_2^2 (1 - \vartheta_1 \vartheta_2)}{1 - \varrho_1 \varrho_2}
\end{aligned}\right\} \tag{18}$$

sie sind also in ganz bestimmter Weise aus den Frequenzen und Dämpfungen der freien Systeme, sowie den Koppelungskoeffizienten zusammengesetzt und lassen sich berechnen, wenn jene durch die

physikalischen Konstanten der Teilsysteme gegeben sind. Die vier Wurzeln μ der Gleichung (17) haben, da es sich um Schwingungen handelt, die komplexe Form

$$\mu = -\delta' \pm i\nu' \tag{19}$$

worin δ' die Dämpfung, ν' die Kreisfrequenz einer Koppelungsschwingung (Hauptschwingung des gekoppelten Systems) darstellt. Die Wurzeln sind paarweis komplex genau so wie die Wurzeln ζ im ersten Teil. Indem man nun die dort abgeleiteten Sätze hier anwendet, erhält man in jedem besonderen Fall eines gekoppelten Systems die physikalischen Bedingungen, denen die Konstanten der Einzelsysteme genügen müssen, damit in dem aus ihnen gebildeten Koppelungssystem einer der eingangs genannten Sonderfälle A, B, C eintreten kann. In dieser Weise werden folgende Koppelungsarten behandelt:

I. nur magnetische oder Beschleunigungskoppelung,
II. nur elektrostatische oder Kraftkoppelung,
III. nur galvanische oder Reibungskoppelung,
IV. gleichzeitig magnetische und galvanische (Beschleunigungs- und Reibungskoppelung).

Bei jeder dieser Nummern werden die drei Unterfälle A, B, C unterschieden, wodurch sich die Gliederung von selbst ergibt. Die dieser Arbeit zugrunde liegende erste Veröffentlichung in den Annalen der Physik umfaßt zunächst nur den Fall I der magnetischen (Beschleunigungs-) Koppelung.

I. Nur magnetische (Beschleunigungs-) Koppelung vorhanden.

Koppelungsfall I.

§ 5. Allgemeine Form der Bedingungen.

Dieser Fall verlangt, daß

$$\sigma_1 = \sigma_2 = \vartheta_1 = \vartheta_2 = 0; \quad \varrho_1 \neq 0, \quad \varrho_2 \neq 0 \tag{20}$$

ist. Dadurch vereinfachen sich hier die Werte (18) für die Koeffizienten a_0, a_1, a_2, a_3 in leicht ersichtlicher Weise. Führt man diese in die früher aufgestellten allgemeinen Bedingungsgleichungen (8a) und (9b) ein und benutzt zu weiterer Vereinfachung die neuen Größen

$$\varepsilon = \frac{\delta_2}{\delta_1} \quad \text{und} \quad h = \frac{n_2}{n_1} \tag{21}$$

die alle Werte zwischen 0 und $+\infty$ haben können, so erhält man die beiden Gleichungen, denen alle Größen genügen müssen

$$\varkappa \frac{2 n_1 n_2}{\sqrt{1-\varrho_1 \varrho_2}} = \frac{n_1^2 + 4\delta_1 \delta_2 + n_2^2}{1-\varrho_1 \varrho_2} - \frac{(\delta_1+\delta_2)^2}{(1-\varrho_1 \varrho_2)^2} \tag{22}$$

$$\varkappa \frac{2(\delta_1+\delta_2)}{(1-\varrho_1 \varrho_2)} \frac{n_1 n_2}{\sqrt{1-\varrho_1 \varrho_2}} = \frac{2(\delta_1 n_2^2 + \delta_2 n_1^2)}{1-\varrho_1 \varrho_2} \tag{23}$$

in der neuen Form

$$1 + 4\varepsilon \frac{\delta_1^2}{n_1^2} + h^2 = 2\varkappa h \sqrt{1-\varrho_1 \varrho_2} + \frac{(1+\varepsilon)^2}{1-\varrho_1 \varrho_2} \cdot \frac{\delta_1^2}{n_1^2} \tag{22a}$$

$$h^2 + \varepsilon = \frac{\varkappa h (1+\varepsilon)}{\sqrt{1-\varrho_1 \varrho_2}} \tag{23a}$$

Hieraus ergeben sich der Koppelungskoeffizient

$$K = \sqrt{\varrho_1 \varrho_2} = \sqrt{1 - \frac{\varkappa^2 h^2 (1+\varepsilon)^2}{(h^2+\varepsilon)^2}} \tag{24}$$

und das Verhältnis der Dämpfung δ_1 des freien Systems 1 zur Frequenz n_1

$$\frac{\delta_1^2}{n_1^2} = \frac{h^2 + 1 - \dfrac{2\varkappa^2 h^2 (1+\varepsilon)}{h^2+\varepsilon}}{\dfrac{(h^2+\varepsilon)^2}{\varkappa^2 h^2} - 4\varepsilon} \tag{25}$$

als Funktionen der drei willkürlich wählbaren Größen $\varkappa$, ε, h. Denn da in den beiden Bedingungsgleichungen (22) und (23) fünf Variable vorkommen, so sind drei von ihnen willkürlich, die beiden anderen aber durch sie bestimmt[1]). Statt der hier gewählten willkürlichen festzu-

1) Scheinbar enthalten die Gleichungen sechs variable Größen, nämlich außer $\varkappa$ und dem Produkt $\varrho_1 \varrho_2$ noch δ_1, δ_2, n_1, n_2. In Wirklichkeit aber nur fünf, da man durch eine der vier letztgenannten dividieren kann und dann nur noch drei Verhältnisse behält.

legenden Größen $\varkappa$, ε, h könnte man mit demselben Recht auch drei andere nehmen. Z. B. könnte man die drei Verhältnisse $\frac{n_2}{n_1}$, $\frac{\delta_1}{n_1}$, $\frac{\delta_2}{n_1}$ als solche annehmen, worauf man kommt, wenn man etwa von der unveränderten Gleichung (8) und nicht von (8a) ausgeht; doch ist es auf jeden Fall zweckmäßig, $\varkappa$ als eine dieser Größen zu wählen, weil dadurch die getrennte Behandlung der drei Sonderfälle A, B, C erst ermöglicht wird. Die durch (24) und (25) angegebenen Werte müssen K und $\frac{\delta_1}{n_1}$ beigelegt werden, wenn ε, h und $\varkappa$ gegeben sind, damit einer der drei Sonderfälle A, B, C eintreten kann. Dabei ist noch erforderlich, daß der von (24) gelieferte Wert K reell ist, welche Forderung das Gebiet der frei wählbaren Werte von $\varkappa$, h, ε derart einschränkt, daß jedes dieser Wertetripel die Bedingung

$$(h^2 + \varepsilon)^2 - \varkappa^2 h^2 (1 + \varepsilon)^2 > 0 \tag{26}$$

erfüllen muß.

Zu jedem Wertetripel $\varkappa$, h, ε gehört ein einziger Wert K und ein einziger Wert $\frac{\delta_1}{n_1}$. Da aber bei festgehaltenem $\varkappa$ die Werte von h und ε noch beliebig sind (abgesehen von der durch (26) eingeführten Beschränkung), so gehört zu jedem $\varkappa$ noch eine mehrfach unendliche Mannigfaltigkeit von K- und $\frac{\delta_1}{n_1}$-Werten. Man kann also jeden beliebigen Sonderfall A, B, C auf zahlreiche verschiedene Arten verwirklichen, indem man nur die verfügbaren Systemkonstanten unter Berücksichtigung der Gleichungen (24), (25), (26) passend wählt. Es ist also auch der Sonderfall A, der die Grenzscheide zwischen den Fällen B und C darstellt, nicht etwa nur auf eine einzige Weise — durch ein einziges Wertequadruplet K, $\frac{\delta_1}{n_1}$, h, ε — zu verwirklichen; sondern die Werte der Systemkonstanten K, $\frac{\delta_1}{n_1}$, h, ε können gewissen ausgedehnten Gebieten entnommen werden. Nur sind diese Gebiete weniger umfangreich als bei den Sonderfällen B und C. Der Fall A ist am einfachsten zu behandeln und verhältnismäßig leicht zu übersehen. Deshalb ist er weiter durchgerechnet und zur Grundlage der folgenden Betrachtungen gemacht worden.

§ 6. Der Unterfall I A.

Indem man $\varkappa = 1$ setzt, erhält man nach einfachen Umformungen aus (24) und (25)

$$K_A = \sqrt{1 - \frac{h^2(1+\varepsilon)^2}{(h^2+\varepsilon)^2}} \tag{27}$$

$$\frac{\delta_{1A}^2}{n_1^2} = \frac{(h^2-1)h^2}{(h^2+\varepsilon)(h^2-\varepsilon)} \tag{28}$$

Damit werden die Koeffizienten a_0, a_1, a_2, a_3

$$\left.\begin{aligned} a_3 &= 2(1+\varepsilon)\frac{\sqrt{h^2-1}}{\sqrt{h^4-\varepsilon^2}}\frac{(h^2+\varepsilon)^2}{(1+\varepsilon)^2 h} n_1 \\ a_2 &= \left(h^2+1+4\varepsilon\frac{(h^2-1)h^2}{h^4-\varepsilon^2}\right)\frac{(h^2+\varepsilon)^2}{(1+\varepsilon)^2 h^2} n_1^2 \\ a_1 &= 2\frac{\sqrt{h^2-1}}{\sqrt{h^4-\varepsilon^2}}\frac{(h^2+\varepsilon)^3}{(1+\varepsilon)^2 h} n_1^3 \\ a_0 &= \frac{(h^2+\varepsilon)^2}{(1+\varepsilon)^2} n_1^4 \end{aligned}\right\} \tag{29}$$

Einsetzen dieser Werte in die Gleichungen (11a) des ersten Teiles unter Ersatz der Größen ζ durch μ liefert die beiden Werte von μ [vgl. Gl. (16) und (19)], die hier — im Fall A — die einfache Form haben

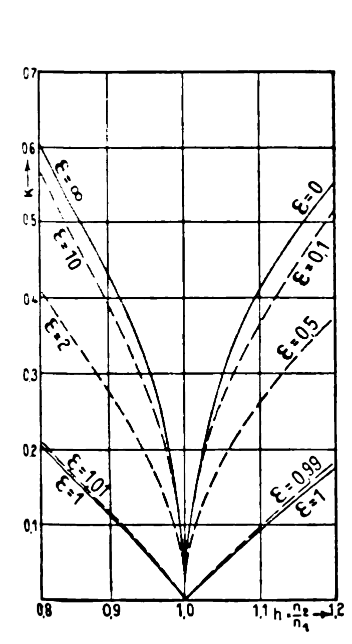
$$\left.\begin{aligned} \mu_{\mathrm{I}} = \mu_{\mathrm{III}} &= -\frac{a_3}{4} + i\sqrt{\sqrt{a_0} - \frac{a_3^2}{16}} \\ \mu_{\mathrm{II}} = \mu_{\mathrm{IV}} &= -\frac{a_3}{4} - i\sqrt{\sqrt{a_0} - \frac{a_3^2}{16}} \end{aligned}\right\} \tag{30}$$

und mit Rücksicht auf (19) die Dämpfung δ_A' und die Frequenz ν_A' der gemeinsamen Hauptschwingung des gekoppelten Systems ergeben

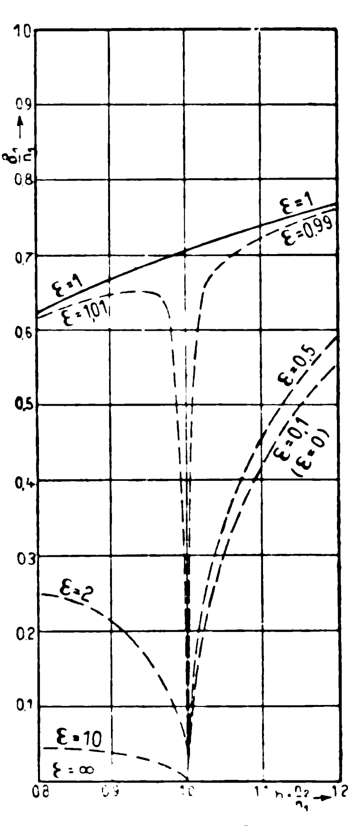
$$\delta_A' = n_1 \frac{h^2+\varepsilon}{2h(1+\varepsilon)}\sqrt{\frac{(h^2-1)(h^2+\varepsilon)}{h^2-\varepsilon}} \tag{31}$$

$$\nu_A' = \frac{n_1}{2h(1+\varepsilon)}\sqrt{\frac{(h^2+\varepsilon)[4h^2(h^2-\varepsilon)(1+\varepsilon)-(h^2-1)(h^2+\varepsilon)^2]}{h^2-\varepsilon}} \tag{32}$$

Nach den Formeln (27), (28), (31), (32) sind für verschiedene Wertepaare ε, h die Größen K, $\frac{\delta_1}{n_1}$, $\frac{\delta_A'}{n_1}$, $\frac{\nu_A'}{n_1}$, ferner mittels (15) auch $\frac{\nu_1}{n_1}$,



Koppelungsparameter K.
Fig. 1.



Dämpfung des freien Systems 1.
Fig. 2.

$\frac{\nu_2}{n_1}$ und weiterhin noch $\frac{\delta_2}{n_1}$, sowie die natürlichen logarithmischen Dekremente

$$\mathfrak{d}_1 = \frac{2\pi\delta_1}{\nu_1}, \qquad \mathfrak{d}_2 = \frac{2\pi\delta_2}{\nu_2}, \qquad \mathfrak{d}' = \frac{2\pi\delta'}{\nu'} \tag{33}$$

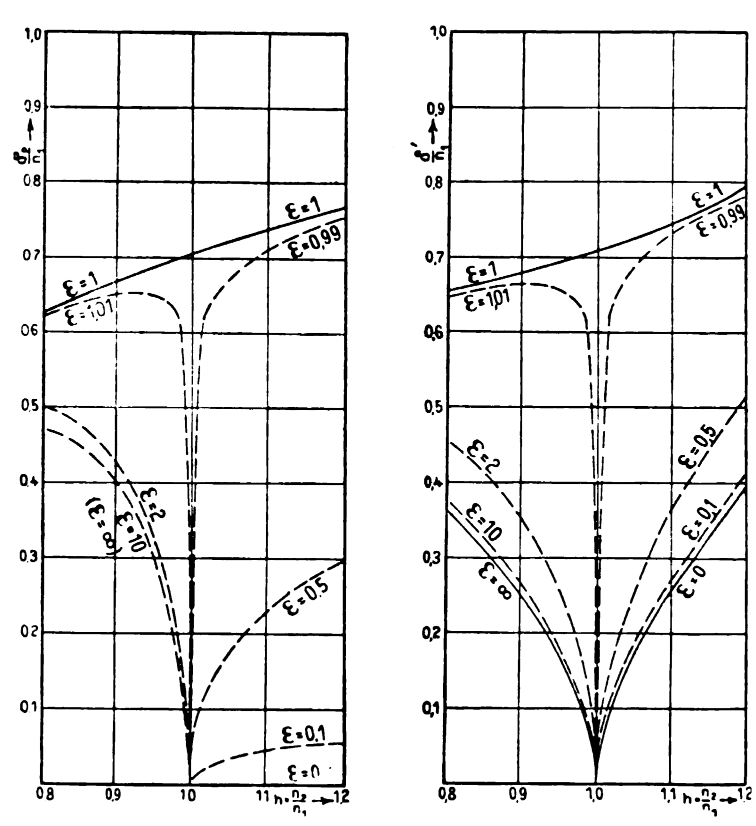
berechnet und in Tabelle 1 zusammengestellt worden. Die gestrichenen Größen gelten für das gekoppelte System, die ungestrichenen für die

Tabelle 1.

	$h = \frac{n_2}{n_1}$	K	$\frac{\delta_1}{n_1}$	$\frac{\delta_2}{n_1}$	$\mathfrak{d}_1$	$\mathfrak{d}_2$	$\frac{\nu_1}{n_1}$	$\frac{\nu_2}{n_1}$	$\frac{\delta'}{n_1}$	$\mathfrak{d}'$	$\frac{\nu'}{n_1}$
$\varepsilon = \frac{\delta_2}{\delta_1} = \infty$	0,5	0,8660	0	0,4330	0	10,8828	1	0,25000	0,8661	10,8828	0,50000
	0,833	0,5528	0	0,4606	0	4,1678	1	0,69444	0,3317	2,2089	0,94340
	0,9	0,4359	0	0,3924	0	3,0431	1	0,81000	0,2421	1,5682	0,9702
	0,98	0,1971	0	0,1932	0	1,2629	1	0,96117	0,1005	0,6346	0,99494
	0,99	0,1404	0	0,1390	0	0,8908	1	0,98030	0,0716	0,4465	0,99748
	0,998	0,0632	0	0,0630	0	0,3976	1	0,99601	0,0316	0,1989	0,99950
	0,999	0,0447	0	0,0446	0	0,2811	1	0,99800	0,0224	0,1406	0,99975
	0,9999	0,0141	0	0,01414	0	0,0889	1	0,99980	0,00707	0,0444	0,99998
	1	0	0	0	0	0	1	1	0	0	1
$\varepsilon = \frac{\delta_2}{\delta_1} = 10$	0,5	0,8438	0,0422	0,4219	0,2724	10,8964	0,99906	0,24977	0,8274	10,4560	0,49720
	0,833	0,5151	0,0462	0,4618	0,2904	4,1822	0,99893	0,69370	0,3457	2,3520	0,92343
	0,98	0,1789	0,0194	0,1941	0,1220	1,2690	0,99981	0,96099	0,1103	0,6984	0,99222
	0,998	0,0571	0,0063	0,0635	0,0399	0,4004	0,99998	0,99598	0,0350	0,2198	0,99921
	1	0	0	0	0	0	1	1	0		1
$\varepsilon = \frac{\delta_2}{\delta_1} = 2$	0,5	0,7454	0,2185	0,4369					0,7365		0,45562
	0,833	0,3730	0,2456	0,4912					0,4279		0,84559
	0,909	0,2626	0,2079	0,4159					0,3350		0,91099
	0,98	0,1160	0,1101	0,2203					0,1642		0,96009
	0,99	0,0818	0,0797	0,1594					0,1192		0,97962
	1	0	0	0	0	0	1	1	0	0	1
$\varepsilon = \frac{\delta_2}{\delta_1} = 1{,}0101$	0,5	0,6032	0,4424	0,4469					0,6990		0,37184
	0,833	0,1851	0,6280	0,6343					0,6536		0,64873
	0,98	0,0243	0,6220	0,6283					0,6256		0,76770
	0,998	0,0049	0,3749	0,3787					0,3768		0,92523
	1	0	0	0	0	0	1	1	0	0	1

$\varepsilon = \frac{\delta_2}{\delta_1} = 1$	0,5	0,6000	0,4472	0,4472					0,6988		0,3698
	0,833	0,1808	0,640	0,640					0,6617		0,6398
	0,98	0,0198	0,7001	0,7001					0,7004		0,7001
	1	0	0 bis 0,707	0 bis 0,707					0 bis 0,707		0,707 bis 1
	1,02	0,0198	0,7141	0,7141					0,7144		0,7141
	1,2	0,1803	0,768	0,768					0,794		0,7678
	2	0,6000	0,8944	0,8944					1,3975		0,7395
$\varepsilon = \frac{\delta_2}{\delta_1} = 0{,}99$	1	0	0	0	0	0	1	1	0	0	1
	1,002	0,0049	0,3794	0,3756					0,3775		0,92708
	1,02	0,0243	0,6409	0,6345					0,6381		0,78306
	1,2	0,1851	0,7612	0,7536					0,7843		0,77847
	2	0,6032	0,8938	0,8849					1,3980		0,74368
$\varepsilon = \frac{\delta_2}{\delta_1} = 0{,}5$	1	0	0	0	0	0	1	1	0	0	1
	1,01	0,0818	0,1610	0,0805					0,1204		0,98941
	1,02	0,1160	0,2247	0,1123					0,1675		0,97929
	1,1	0,2626	0,4575	0,2287					0,3685		1,00209
	1,2	0,3730	0,5894	0,2947					0,5135		1,01470
	2	0,7454	0,8739	0,4369					1,4730		0,91124
$\varepsilon = \frac{\delta_2}{\delta_1} = 0{,}1$	1	0	0	0	0	0	1	1	0	0	1
	1,002	0,0571	0,0636	0,00636	0,4004	0,0399	0,9980	1,0020	0,0350	0,2198	1,00121
	1,02	0,1789	0,1980	0,0198	1,2690	0,1220	0,98021	1,01981	0,1125	0,6984	1,01207
	1,2	0,5151	0,5541	0,0554	4,1822	0,2904	0,83244	1,19872	0,4148	2,3520	1,10812
	2	0,8438	0,8663	0,0866	10,5964	0,2724	0,49953	1,99812	1,6548	10,4560	0,99440
$\varepsilon = \frac{\delta_2}{\delta_1} = 0$	1	0	0	0	0	0	1	1	0	0	1
	1,0001	0,0141	0,0141	0	0,0889	0	0,99990	1,0001	0,00707	0,0444	1,00008
	1,001	0 0447	0,0447	0	0,2811	0	0,99902	1,001	0,0224	0,1406	1,00075
	1,002	0,0632	0,0632	0	0,3976	0	0,99804	1,002	0,0317	0,1989	1,00150
	1,01	0,1404	0,1404	0	0,8908	0	0,99010	1,01	0,0716	0,4465	1,00746
	1,02	0,1971	0,1971	0	1,2629	0	0,98039	1,02	0,1025	0,6346	1,01482
	1,111	0,4359	0,4359	0	3,0431	0	0,90000	1,11111	0,2691	1,5682	1,0780
	1,2	0,5528	0,5528	0	4,1678	0	0,83333	1,2	0,3980	2,2089	1,1321
	2	0,8660	0,8660	0	10,8828	0	0,50000	2	1,7321	10,8828	1,0000

beiden freien Teilsysteme 1 und 2. Jede der 9 Horizontalabteilungen der Tabelle entspricht einem Werte des Verhältnisses $\varepsilon = \frac{\delta_2}{\delta_1}$ der Dämpfungen der freien Systeme, der willkürlich angenommen werden kann und in der Tabelle von 0 bis ∞ variiert. Für jeden dieser

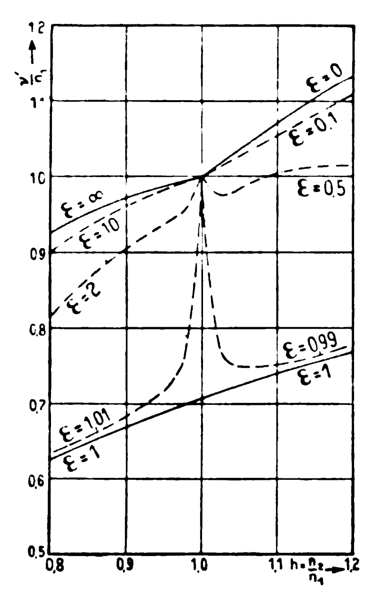


Dämpfung des freien Systems 2.
Fig. 3.

Dämpfung des gekoppelten Systems.
Fig. 4.

Werte ε sind die zugehörigen Werte der in den Spaltenüberschriften angegebenen Größen berechnet, die zu den in Spalte 1 enthaltenen Werten $h = \frac{n_2}{n_1}$ des Verhältnisses der ungedämpften Frequenzen der freien Teilsysteme gehören. Die obere Hälfte der Tabelle ist auf Grund gewisser Reziprozitätsbeziehungen aus der unteren durch Um-

rechnung erhalten worden. In den Figuren 1—5 sind die Zahlen der Spalten 2, 3, 4, 9, 11 als Funktion des variablen Frequenzverhältnisses, d. h. der Verstimmung $h = \frac{n_2}{n_1}$ graphisch dargestellt. Jeder der zehn Kurven einer Figur ist der zugehörige Wert ε beigefügt. Die



Frequenz des gekoppelten Systems.
Fig. 5.

Figuren stellen den Verlauf dieser Funktionen in der Umgebung der Resonanzstelle $h = 1$, d. h. $n_2 = n_1$, in ihrer Abhängigkeit von der gegenseitigen Verstimmung der beiden freien Systeme dar.

§ 7. Zusammenstellung der Bedingungen für die Verwirklichung des Falles I A.

Aus der Tabelle und den Figuren lassen sich bestimmte Schlüsse über die Möglichkeit der Herstellung einwelliger gekoppelter Systeme, die zum Sonderfall A gehören, ziehen. Man erhält folgendes:

1. Aus Figur 4 ist ersichtlich, daß nur solche Systeme zur Verkoppelung in Betracht kommen, deren Dämpfungen δ_1 und δ_2 sehr verschieden sind; denn bei annähernd gleichen Dämpfungen (also wenn ε von 1 nicht sehr verschieden ist)

wird die resultierende Dämpfung schon in allernächster Nähe der Resonanzstelle so groß, daß sich kein brauchbares gekoppeltes System ergibt. Dämpfungen, die im Verhältnis 1:10 stehen, können dabei schon als außerordentlich (annähernd unendlich) verschieden gelten, denn die Kurven für $\varepsilon = 0{,}1$ und $\varepsilon = 0$ einerseits, $\varepsilon = 10$ und $\varepsilon = \infty$ andererseits liegen einander schon sehr nahe.

2. Figur 1 zeigt, daß bei gegebener Verstimmung h die anzuwendende Koppelung K um so größer wird, je verschiedener die Dämpfungen sind. Dies Ergebnis unterstützt das unter 1. erhaltene bezüglich der anzuwendenden Dämpfungen.

3. Aus Figur 1 folgt weiter, daß die anzuwendende Koppelung K um so kleiner wird, je geringer die Verstimmung der Teilsysteme ist. Bei Einklang ($h = 1$) ist sie Null. Man muß also etwas verstimmte Systeme anwenden, um sie überhaupt koppeln zu können. Bei einer Verstimmung um 2 Tausendstel ($h = 0{,}998$ oder $1{,}002$) ist der anwendbare Koppelungskoeffizient im günstigsten Falle sehr ungleicher Dämpfungen ($\varepsilon = 0$ oder $\varepsilon = \infty$) etwa $K = 0{,}05$, d. h. $5\,^0/_0$ seines größten möglichen Wertes 1.

4. Aus Fig. 4 und Spalte 10 der Tabelle ist aber zu entnehmen, daß die Verstimmung nur bis höchstens etwa zwei Tausendstel betragen darf, weil sonst die resultierende Dämpfung zu groß wird. In den günstigsten Fällen, (bei $\varepsilon = 0$ und $\varepsilon = \infty$) ist nämlich das resultierende logarithmische Dekrement $\mathfrak{b}'$ bei einer Verstimmung um zwei Tausendstel schon ungefähr 0,2, was gerade noch als höchster brauchbarer Wert zugelassen werden kann.

Kurz zusammenfassend kann man sagen:

Die Herstellung einwelliger Schwingungssysteme des Sonderfalles I A erfordert zwei wenig (um höchstens zwei Tausendstel) gegeneinander verstimmte Teilsysteme mit möglichst verschiedenen Eigendämpfungen, die mit einem bestimmten Koppelungsgrade lose miteinander zu koppeln sind.

§ 8. Die Unterfälle I B und I C.

Nachdem so Zahlenwerte für den Unterfall I A gewonnen sind, ist es nicht schwer, sich von den Bedingungen für den Eintritt der

Fälle IB und IC ein Bild zu machen. Die Grundlage dafür liefern die für alle drei Fälle gültigen Gleichungen (24) und (25). Man entnimmt ihnen leicht folgende Beziehungen.

α) Die Koppelung.

Ist $\varkappa > 1$ (Fall IB), so wird der zu wählende Koppelungskoeffizient $K = K_B$ kleiner als in Fall IA; ist $\varkappa < 1$ (Fall IC), so wird $K = K_C$ größer als in Fall A. Also:

Zur Verwirklichung des Falles IB (Hauptschwingungen mit gleichen Dämpfungen, aber ungleichen Frequenzen) muß die Koppelung loser sein als für den Fall IA, zur Verwirklichung des Falles IC (Hauptschwingungen mit ungleichen Dämpfungen, aber gleicher Frequenz) muß sie fester sein als für Fall IA,

Über die Geschwindigkeit, mit der sich K ändert, wenn man vom Fall IC durch IA zu IB übergeht, erhält man durch Bildung des Differentialquotienten $\frac{dK}{d\varkappa}$ Aufschluß. In unmittelbarer Umgebung der Resonanzstelle, die allein in Betracht kommt, ergibt sich

$$\left(\frac{dK^2}{d\varkappa}\right)_{\substack{\varkappa=1\\h=1}} = -2 \tag{34}$$

unabhängig vom Werte ε. Um daraus $\frac{dK}{d\varkappa}$ selbst zu erhalten, hat man nur noch durch den jedesmaligen Wert von $2K$, der aus Tabelle 1 zu entnehmen ist, zu dividieren; denn es ist

$$\frac{dK^2}{d\varkappa} = 2K\frac{dK}{d\varkappa} \tag{35}$$

Daher ist der Differentialquotient $\frac{dK}{d\varkappa}$ an der Resonanzstelle beim Durchgang durch den Fall IA einfach umgekehrt proportional dem jedesmaligen Werte des Koppelungskoeffizienten K für $\varkappa = 1$ und den betreffenden in der Nähe von 1 liegenden Wert h. Da diese Werte K ziemlich klein sind, so werden die Differentialquotienten recht beträchtlich, für $h = 1$ selbst sogar unendlich groß; K ändert sich also bei diesem Übergang ziemlich schnell.

β) Die Dämpfung.

Der Gang der anzuwendenden Dämpfung δ_1 des Teilsystems 1 bei Variation von $\varkappa$ ergibt sich ebenfalls durch Betrachtung des ent-

sprechenden Differentialquotienten. Man erhält für $\varkappa = 1$ und $h = 1$

$$\left[\frac{d}{d\varkappa}\left(\frac{\delta_1^2}{n_1^2}\right)\right]_{\substack{\varkappa = 1 \\ h = 1}} = -\frac{4}{(1-\varepsilon)^2} \tag{36}$$

Um die Werte des Quotienten $\frac{d}{d\varkappa}\left(\frac{\delta_1}{n_1}\right)$ selbst zu erhalten, hat man wieder durch die doppelten Zahlenwerte der betrachteten Größe selbst, nämlich $\frac{\delta_1}{n_1}$, zu dividieren. Da auch diese Werte, ebenso wie die K-Werte, in der Umgebung der Resonanzstelle (wenigstens bei den allein in Betracht kommenden von 1 stark verchiedenen Werten ε) klein sind, so erfolgt auch hier die Änderung beim Durchgang durch den Fall I A ziemlich rasch, indem der zugehörige Differentialquotient im allgemeinen große Werte annimmt. Doch ist das Verhalten etwas komplizierter, weil die rechte Seite von (36) noch von ε abhängt. Das bewirkt, daß für große Werte von ε (d. h. $\varepsilon \gg 1$, z. B. für $\varepsilon = 10$) der Differentialquotient von $\frac{\delta_1}{n_1}$ trotz des kleinen in den Nenner kommenden Wertes $\frac{\delta_1}{n_1}$ nur mäßig groß wird oder sogar klein bleibt. Mit anderen Worten: die Dämpfung des **schwächer** gedämpften Teilsystems ändert sich beim Übergang vom Fall I B zu I C verhältnismäßig wenig. Dagegen ändert sich die des anderen, **stärker** gedämpften Systems schneller, weil $\delta_2 = \varepsilon\,\delta_1$, also

$$\frac{d}{d\varkappa}\left(\frac{\delta_2^2}{n_2^2}\right) = \varepsilon^2 \frac{d}{d\varkappa}\left(\frac{\delta_1^2}{n_1^2}\right) \tag{37}$$

ist. Wenn also auch bei der zur Bildung von $\frac{d}{d\varkappa}\left(\frac{\delta_2}{n_1}\right)$ erforderlichen Division durch $\frac{\delta_2}{n_1} = \frac{\varepsilon\,\delta_1}{n_1}$ noch ein ε im Zähler wegfällt, so bleibt der resultierende Wert doch um den Faktor ε größer als der Wert von $\frac{d}{d\varkappa}\left(\frac{\delta_1}{n_1}\right)$.

Das soeben erhaltene Resultat bleibt natürlich qualitativ dasselbe, wenn man $\varepsilon < 1$ annimmt, also das stärker gedämpfte System mit dem Index 1, das schwächer gedämpfte mit 2 bezeichnet. Das gemeinsame aus dem negativen Wert des Differentialquotienten folgende Ergebnis ist:

Zur Herstellung des Falles I B muß die Dämpfung der freien Systeme kleiner, zur Herstellung des Falles I C größer als im Falle I A genommen werden.

Der Fall I C (gleiche Frequenz, ungleiche Dämpfungen) ist gegen den Fall I B (ungleiche Frequenzen, gleiche Dämpfung) also bezüglich der Größe der Dämpfung im Nachteil; bezüglich der Koppelung dagegen im Vorteil. Doch erkennt man bei genauerem Studium, daß es im ganzen benachteiligt bleibt, weil die Dämpfung im allgemeinen schneller als die Koppelung beim Durchgang durch Fall I A wächst.

γ) Die zulässige Verstimmung.

Ist der Wert des Verhältnisses der beiden Dämpfungen ε willkürlich festgelegt und ebenso ein beliebiger Wert von $\varkappa$ angenommen, so ist zwar die Verstimmung h der Teilsysteme auch noch willkürlich wählbar, aber doch nur innerhalb gewisser Grenzen, weil sonst imaginäre Werte für den Koppelungskoeffizienten herauskommen würden. Umgekehrt ist natürlich durch diese Bedingung das Wertgebiet für $\varkappa$ festgelegt, wenn man ε und h willkürlich frei gewählt hat; damit ist dann bestimmt, welcher oder welche der drei Fälle A, B, C innerhalb des gewählten Gebietes der ε und h verwirklicht werden können.

Tabelle 2.

Werte der Funktion $F = \dfrac{h^2 + \varepsilon}{h(1 + \varepsilon)}$.

	$h = 0,9$	$h = 0,99$	$h = 0,999$	$h = 1$	$h = 1,001$	$h = 1,01$	$h = 1,1$
$\varepsilon = 0$	0,9	0,99	0,999	1	1,001	1,01	1,1
$\varepsilon = 0,1$	0,91919	0,99183	0,99918	1	1,00082	1,00810	1,08264
$\varepsilon = 0,2$	0,93518	0,99335	0,99933	1	1,00067	1,00668	1,06818
$\varepsilon = 0,5$	0,97037	0,99670	0,99967	1	1,00033	1,00337	1,03636
$\varepsilon = 0,8$	0,99383	0,99893	0,99989	1	1,00011	1,00116	1,01515
$\varepsilon = 1$	1,00556	1,00005	1,00000	1	1,00000	1,00005	1,00455

Fortsetzung von Tabelle 2.

	$h =$ 0,909090	$h =$ 0,990099	$h =$ 0,999001	$h = 1$	$h =$ 1,001001	$h =$ 1,010101	$h =$ 1,111111
$\varepsilon = 1$	1,00455	1,00005	1,00000	1	1,00000	1,00005	1,00556
$\varepsilon = 1,25$	1,01515	1,00116	1,00011	1	0,99989	0,99893	0,99383
$\varepsilon = 2$	1,03636	1,00337	1,00033	1	0,99967	0,99670	0,97037
$\varepsilon = 5$	1,06818	1,00668	1,00067	1	0,99933	0,99335	0,93518
$\varepsilon = 10$	1,08264	1,00810	1,00082	1	0,99918	0,99183	0,91919
$\varepsilon = \infty$	1,1	1,01	1,001	1	0,999	0,99	0,9

Die hierfür maßgebende Bedingungsgleichung ist die Gleichung (26). Sie läßt sich in die Form bringen: es muß sein

$$\varkappa < F, \quad F = \frac{h^2 + \varepsilon}{h(1 + \varepsilon)} \tag{38}$$

F als Funktion von h und ε ist in Tabelle 2 und Fig. 6 mit h als Abszisse dargestellt innerhalb des Verstimmungsintervalls von $h = 0,9$ bis 1,1. Aus dieser Figur ist sofort zu entnehmen, welche Fälle A, B oder C mit einem gegebenen Wertepaar h, ε hergestellt werden

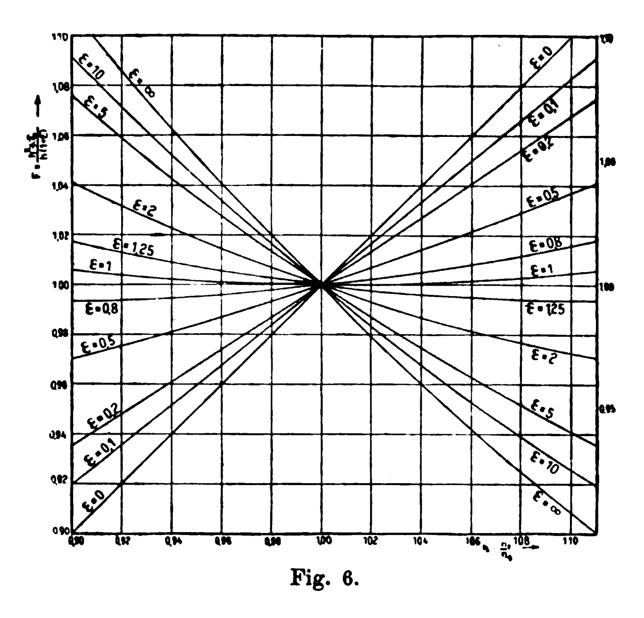


Fig. 6.

können, denn $\varkappa$ kann nur immer kleiner als die zugehörige Ordinate von Fig. 6 sein. Es ergibt sich z. B. für den Sonderfall A, für den $\varkappa = 1$ sein muß:

Für $\varepsilon > 1$ sind alle Werte $h < 1$ zulässig, für $\varepsilon < 1$ sind alle Werte $h > 1$ zulässig; außerdem können dazu noch gewisse Werte $h < 1$ mit gewissen Werten $\varepsilon < 1$ kombiniert werden, die in einem bestimmten engen Bereich unterhalb 1 liegen, und gewisse Werte $h > 1$ ebenso mit gewissen in einem engen Bereich oberhalb 1 liegenden Werten $\varepsilon > 1$, so daß ebenfalls der Fall I A entsteht.

Läßt man dies letztgenannte, wegen zu großer resultierender Dämpfung (vgl. § 7) nicht in Betracht kommende, Gebiet in der nächsten Umgebung von $\varepsilon = 1$ weg, so kann man, auch die Fälle B und C mitumfassend, sagen:

Um Fall IB (und auch IA) zu verwirklichen, muß man bei Werten $\varepsilon < 1$ Werte $h > 1$ benutzen, bei Werten $\varepsilon > 1$ dagegen Werte $h < 1$. Zur Herstellung des Falles IC können bei $\varepsilon < 1$ in gewissen, ziemlich weiten Grenzen auch Werte $h < 1$, bei $\varepsilon > 1$ auch Werte $h > 1$ genommen werden.

Danzig-Langfuhr, Technische Hochschule.

(Eingesandt 20. Dezember 1914.)

Adresse des Autors: Oliva bei Danzig, Jahnstr. 8.

Das Girardeausche „Système à onde unique" der Société française radio-électrique in kritischer Beleuchtung.[1]

Von A. Kalähne.

Von der „Société française radio-électrique" in Paris wird auf Grund von Patenten der Herren J. F. J. Béthenod und E. Girardeau ein „Système à onde unique" der drahtlosen Telegraphie hergestellt. Dieses auf einer bestimmten Koppelung dreier Stromkreise beruhende System erhebt, wie der Name besagt, den Anspruch, ein einwelliges System zu sein; mit anderen Worten: es soll bei ihm der den gekoppelten Systemen im allgemeinen anhaftende Nachteil der Mehrwelligkeit vermieden sein. Über die Berechtigung dieser Behauptung hat sich ein Streit erhoben, der im „Electrician" und der „Lumière électrique" zwischen den Herren Howe[2]), Béthenod[3]), Girardeau[4]) geführt worden ist und auch in diesem „Jahrbuch" eine Stellungnahme des Herausgebers G. Eichhorn[5]) zu dieser Frage veranlaßt hat. Sowohl Howe als auch Eichhorn bestreiten die Zulässigkeit des erhobenen Anspruches. Da die Frage der Herstellung einwelliger Schwingungssysteme praktisch erhebliches Interesse besitzt, und der

1) Weitere kritische Äußerungen von Prof. Howe s. S. 156.
2) G. W. O. Howe, Electrician 71, 655, 824 u. 1064, 1913.
3) J. F. J. Béthenod, ebenda 71, 824, 1913.
4) F. Girardeau, La Lumière Electrique (2) 26, 37—42 u. 69—77, 1914.
5) G. Eichhorn, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 7, 535—540, 1913.

Streit noch nicht entschieden ist, vielmehr beide Teile auf ihrer Ansicht bestehen, so darf wohl von unbeteiligter dritter Seite versucht werden, eine Entscheidung zu finden. Ich kann mich dabei im wesentlichen an die oben angeführte letzte Veröffentlichung von Girardeau in „Lumière Electrique" halten und werde mich bei der Behandlung der theoretischen Seite der Sache auf meine vorstehend abgedruckte Arbeit über einwellige gekoppelte Schwingungssysteme stützen, deren Rechnungsergebnisse zum Teil ohne weiteres auf den vorliegenden Fall angewandt werden können[1]).

Für die Beurteilung des „Système à onde unique" und der zu seinen Gunsten erhobenen Ansprüche ist die Beantwortung folgender Fragen wesentlich:

1. Sind einwellige gekoppelte Schwingungssysteme theoretisch überhaupt möglich?

2. Sind sie praktisch zu verwirklichen?

3. Läßt sich mit dem von Girardeau in seinem Patent (D. R. P. Nr. 262825) beschriebenen System dreier Schwingungskreise eine einwellige Schwingung herstellen?

4. Wenn Frage 3 zu bejahen ist: Ist das theoretische Girardeausystem der drei gekoppelten Kreise unter allen Umständen einwellig oder müssen zur Erzielung der Einwelligkeit noch besondere Bedingungen zwischen den Konstanten der drei Kreise (Induktanz, Kapazität, Koppelungskoeffizient usw.) erfüllt sein?

5. Bietet das Girardeausystem im Fall der Einwelligkeit bessere Koppelungsmöglichkeit als das zweikreisige Braunsche System?

6. Ist das Girardeausystem in seiner praktischen Ausführungsform identisch oder wenigstens gleichwertig mit dem von dem Erfinder seinen theoretischen Untersuchungen zugrunde gelegten System?

7. Ist der Wirkungsgrad des Girardeausystems, wie der Erfinder behauptet, besser und kommt ihm eine größere Wirtschaftlichkeit zu als dem zweikreisigen System?

Die des Näheren zu begründenden Antworten sind folgende: Frage 1, 2 und 3 sind zu bejahen. Bei Frage 4 ist der erste Teil zu verneinen, der zweite zu bejahen. Frage 5 ist prinzipiell zu verneinen. Frage 6 ist bedingt zu bejahen. Frage 7 ist nach den theoretischen Grundlagen zu verneinen. Die Versuche, die Girardeau zugunsten seines Systems anführt, sind nicht zahlreich genug, und vor allem nicht einwandfrei.

1) A. Kalähne, Jahrb. f. drahtl. Telegr. **10**, 122, 1915. Ann. d. Physik **42**, 1001, 1913.

Zu Frage 1, 2 und 3. Die Theorie der gekoppelten elektromagnetischen Schwingungssysteme ist bekannt und braucht nur angedeutet zu werden. Die Eigenschwingungen werden durch ein System zusammengehöriger homogener linearer Differentialgleichungen zweiter Ordnung geregelt und zwar gewöhnlicher, nicht partieller, Differentialgleichungen, wenn man, wie üblich, quasistationäre Strömung annimmt. Die Anzahl der Gleichungen ist gleich der Anzahl der Freiheitsgrade des ganzen Schwingungssystems, d. h. gleich der Anzahl der miteinander gekoppelten Schwingungskreise. Sind m einzelne Kreise vorhanden, so hat man auch m Differentialgleichungen, durch welche die m oszillierenden Stromstärken J_{I}, $J_{\mathrm{II}} \ldots J_m$ oder die mit ihnen verbundenen Spannungen V_{I}, $V_{\mathrm{II}} \ldots V_m$ bestimmt werden, die statt der Stromstärken als unabhängige Schwingungskoordinaten genommen werden können.

Die Lösung des Gleichungssystems erfolgt durch den Ansatz

$$\left.\begin{aligned}
J_{\mathrm{I}} &= A_{\mathrm{I}1}\, e^{-\delta_1 t} \sin(\nu_1 t + \Theta_{\mathrm{I}1}) + A_{\mathrm{I}2}\, e^{-\delta_2 t} \sin(\nu_2 t + \Theta_{\mathrm{I}2}) + \ldots \\
&\qquad + A_{\mathrm{I}m}\, e^{-\delta_m t} \sin(\nu_m t + \Theta_{\mathrm{I}m}) \\
J_{\mathrm{II}} &= A_{\mathrm{II}1}\, e^{-\delta_1 t} \sin(\nu_1 t + \Theta_{\mathrm{II}1}) + A_{\mathrm{II}2}\, e^{-\delta_2 t} \sin(\nu_2 t + \Theta_{\mathrm{II}2}) + \ldots \\
&\qquad + A_{\mathrm{II}m}\, e^{-\delta_m t} \sin(\nu_m t + \Theta_{\mathrm{II}m}) \\
&\cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \\
J_{(m)} &= A_{(m)1}\, e^{-\delta_1 t} \sin(\nu_1 t + \Theta_{(m)1}) + A_{(m)2}\, e^{-\delta_2 t} \sin(\nu_2 t + \Theta_{(m)2} + \ldots \\
&\qquad + A_{(m)m}\, e^{-\delta_m t} \sin(\nu_m t + \Theta_{(m)m}) .
\end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Das heißt: die resultierende Stromstärke in jedem der Einzelkreise, entsteht durch Übereinanderlagerung von m Komponenten, die Sinusschwingungen mit den im allgemeinen verschiedenen Frequenzen ν_1, $\nu_2 \ldots \nu_m$ und zugehörigen Dämpfungen δ_1, $\delta_2 \ldots \delta_m$ sind. Die $2m^2$ Amplituden $A_{\mathrm{I}1}$, $A_{\mathrm{II}1}$ usw., und Phasenkonstanten $\Theta_{\mathrm{I}1}$, $\Theta_{\mathrm{II}1}$ usw. sind, nebenbei bemerkt, durch $2m(m-1)$ Bedingungsgleichungen verbunden, so daß nur $2m$ von ihnen willkürlich wählbare Integrationskonstanten sind, die durch die Anfangsbedingungen (Stromstärken und Spannungen in den Einzelkreisen zur Zeit $t = 0$) bestimmt werden. Für uns kommt dies aber nicht in Betracht. Wesentlich ist nur die Tatsache, daß in jedem der Einzelkreise im allgemeinen eine mehrwellige Schwingung vorhanden ist, da im allgemeinen Falle die m Frequenzen $\nu_1 \ldots \nu_m$ und ebensoviele zugehörigen Dämpfungen $\delta_1 \ldots \delta_m$ verschieden sind. Diese Größen ergeben sich als Wurzeln der charakteristischen Gleichung, einer algebraischen Gleichung vom Grade $2m$ mit reellen Koeffizienten in der komplexen Form

$$\delta_j \pm i\nu_j \qquad (j = 1, 2 \ldots m)$$

Der reelle Teil der Wurzeln liefert die Dämpfungskonstanten δ, der Faktor des imaginären Teiles die Frequenzen ν.

Da die Wurzeln von algebraischen Gleichungen unter besonderen Bedingungen alle oder teilweise einander gleich werden können, so folgt ohne weiteres die theoretische Möglichkeit der Herstellung einwelliger gekoppelter Schwingungssysteme bei Systemen, die aus beliebig vielen Einzelkreisen zusammengesetzt sind. Es ist nur nötig, daß die imaginären Teile $i\nu_j$ aller Wurzeln der genannten charakteristischen Gleichung einander gleich werden. Dazu müssen die Koeffizienten dieser Gleichung bestimmten Bedingungen genügen, was wiederum bestimmte Beziehungen zwischen den Werten der physikalischen Konstanten (Widerstand, Induktanz usw.) der Einzelkreise des Systems erfordert, die eingehalten werden müssen. Durch Hinzunahme von noch mehr solchen Beziehungen lassen sich auch die Dämpfungen δ alle auf einen einzigen Wert bringen, so daß ein gekoppeltes System mit nur einer einzigen Eigenschwingung von bestimmter Frequenz und Dämpfung entsteht. Das ist der speziellste Fall, bei dem die geringste Freiheit in der Wahl der physikalischen Konstanten der Einzelkreise besteht. Werden nur die Frequenzen gleich gemacht, die Dämpfungen aber verschieden gelassen, so ist die Auswahl größer. Denkbar, aber praktisch weniger von Wert, ist auch der umgekehrte Fall, daß die Frequenzen verschieden gelassen, die Dämpfungen jedoch durch geeignete Wahl der physikalischen Konstanten gleichgemacht werden.

Diese drei Fälle, mit besonderer Berücksichtigung des interessantesten speziellsten Falles, habe ich für Systeme mit zwei Freiheitsgraden, die sich aus zwei Einzelkreisen zusammensetzen, in der vorher angeführten Arbeit eingehend behandelt. Soweit die Rechnungsergebnisse hier für uns in Betracht kommen, werden sie besonders angeführt werden. Für weitere Einzelheiten sei auf die Arbeit selbst verwiesen.

Es sind darin — zunächst für den wichtigsten Fall der rein magnetischen (induktiven) Koppelung zweier Kreise — die Bedingungen angegeben, welche die physikalischen Konstanten (Koppelungsparameter, Frequenz und Dämpfung der Einzelkreise) zur Erzielung der Einwelligkeit erfüllen müssen. Vorgreifend sei bemerkt, daß für andere Koppelungsarten sich ähnliche, nur etwas anders geformte Bedingungen ergeben, wie ohne weiteres klar sein dürfte, und daß es keine prinzipiellen, sondern nur praktisch rechnerische Schwierigkeiten bereitet, die entsprechenden Bedingungen für Systeme mit drei und mehr Freiheitsgraden (aus drei und mehr Einzelsystemen bestehend) zu berechnen.

Die gleichen Rechnungen hat in der jüngsten Veröffentlichung Girardeau ausgeführt. Für den Fall zweier magnetisch gekoppelten Kreise, den er behandelt, sind seine Ergebnisse mit den meinigen vollkommen gleich, wie es sein muß. Er geht dann noch weiter und behandelt ein spezielles System, das aus drei magnetisch gekoppelten Kreisen besteht und für welches die Rechnungen ebenfalls noch sehr einfach sind. Die Ergebnisse derselben benutzt er, um die Behauptung von der Überlegenheit seines dreikreisigen „système à onde unique“ über das zweikreisige Braunsche System zu stützen; mit welchem Recht, soll in den nächsten Abschnitten besprochen werden. Hier haben wir zunächst ganz allgemein festgestellt, daß bei jedem, aus beliebig vielen Einzelkreisen zusammengesetzten Schwingungssystem die Möglichkeit besteht, durch geeignete Wahl der Systemkonstanten Einwelligkeit der Eigenschwingungen zu erzeugen. Dies theoretisch gewonnene Ergebnis gilt auch praktisch, denn die von der Theorie hierfür geforderten Werte der Systemkonstanten (Koppelung, Dämpfung, Frequenz der Einzelsysteme) lassen sich ohne weiteres einhalten, wie das von mir durchgerechnete Beispiel des Systems mit zwei Freiheitsgraden zeigt.

Dasselbe gilt auch für Frage 3. Das von Girardeau theoretisch behandelte System, bestehend aus zwei Kondensatorkreisen *I* und *II* und einem dazwischen geschalteten Kreise *III* ohne Kondensator, der einerseits mit *I*, andererseits mit *II* induktiv gekoppelt ist (s. Fig, 2), bietet die Möglichkeit, einwellige Eigenschwingungen zu erzeugen. Denn es fällt seinem Wesen nach unter die soeben besprochenen Systeme.

Zu Frage 4. Aus dem Vorhergehenden folgt unmittelbar, daß die Einwelligkeit eines Schwingungssystems immer an die Erfüllung gewisser Bedingungen geknüpft ist, indem zwischen den Werten der Systemkonstanten gewisse Beziehungen eingehalten werden müssen. Diese Forderung gilt ganz allgemein, also auch für das von Girardeau theoretisch behandelte System. Es kann keine Rede davon sein, daß ein System der angeführten Art (zwei Kondensatorkreise *I* und *II* mit dazwischengeschaltetem kondensatorlosen dritten Kreise *III*) bloß durch die Zwischenschaltung dieses dritten Kreises unter allen Umständen ein einwelliges wird, auch dann nicht, wenn die Teilsysteme *I* und *II* für sich betrachtet die gleiche Frequenz besitzen, wie irrigerweise in der Patentschrift von Girardeau behauptet wird. Erst die Erfüllung der oben besprochenen Nebenbedingungen für die Systemkonstanten verbürgt die Einwelligkeit. Die Notwendigkeit dieser Ein-

schränkung erkennt Herr Girardeau offenbar selbst an; denn er berechnet in seiner letzten Veröffentlichung die dafür geltenden Formeln nach dem Muster der Formeln für ein System von zwei Kreisen, allerdings mit gewissen Vernachlässigungen, über die noch zu sprechen sein wird.

Damit ist Frage 4 in dem früher angezeigten Sinne erledigt: Das den theoretischen Ausführungen von Girardeau zugrunde gelegte System ist nicht unter allen Umständen einwellig, sondern wird es erst, wenn gewisse Beziehungen zwischen den Werten seiner Systemkonstanten eingehalten werden.

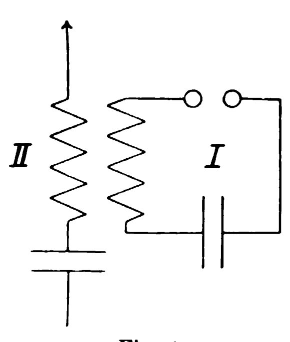


Fig. 1.

Zu Frage 5. Um diese Frage zu beantworten, müssen wir zuerst die theoretischen Darlegungen von Girardeau einer kurzen Prüfung unterwerfen.

Im ersten (theoretischen) Teil seiner Arbeit in „Lumière Electrique" weist Girardeau, den Gang der Rechnung skizzierend, nach, daß und unter welchen Umständen bei einem in gewohnter Weise aus zwei Kondensatorkreisen induktiv gekoppelten System (Fig. 1) Einwelligkeit vorhanden ist. Die entwickelten Formeln stimmen, wie schon bemerkt, genau mit meinen Formeln überein. Zur bequemeren Vergleichung stelle ich die beiderseitigen, einander entsprechenden Bezeichnungen in Tabelle 1 zusammen.

Tabelle 1.

		Kalähne	Girardeau
Kreis-frequenzen	d. unged. freien Systeme	n_1, n_2	Ω_1, Ω_2
	d. ged. Koppel.-Systems	ν', ν''	β
Dämpf.-Konstanten	d. freien Teilsysteme .	δ_1, δ_2	α_1, α_2
	d. gekopp. Systems . .	δ', δ''	α
Koppelungsparameter		K	K
Wurzeln d. charakt. Gleich.		$\mu = -\delta \pm i\nu$	$\omega = -\alpha \pm i\beta$

Diese Größen sind durch die Induktanzen, Widerstände und Kapazitäten der Einzelkreise in bekannter Weise bestimmt.

Da er nur das resultierende einwellige System berücksichtigt, so hat Girardeau für Frequenz und Dämpfung desselben nur je

einen Buchstaben (β und α) ohne Indizes, die sonst die im allgemeinen vorhandenen beiden Hauptschwingungen unterscheiden.

Es entsprechen die Gleichungen (8) und (9) von Girardeau meinen Gleichungen (23) und (22), wenn in diesen letzteren der Faktor $\varkappa$ gleich 1 gesetzt wird, was zur Erzielung vollkommener Einwelligkeit (Frequenzen und Dämpfungen gleich) erforderlich ist. Aus diesen Gleichungen, die in der Girardeauschen Bezeichnung lauten

$$\frac{\alpha_1 \Omega_2^2 + \alpha_2 \Omega_1^2}{\alpha_1 + \alpha_2} = \frac{\Omega_1 \Omega_2}{\sqrt{1 - K^2}}, \tag{2}$$

$$\frac{(\alpha_1 + \alpha_2)^2}{2(1 - K^2)^2} = \frac{\Omega_1^2 + \Omega_2^2 + 4\alpha_1 \alpha_2}{2(1 - K^2)} - \frac{\alpha_1 \Omega_2^2 + \alpha_2 \Omega_1^2}{\alpha_1 + \alpha_2}, \tag{3}$$

folgt, daß von den fünf Systemkonstanten Ω_1, Ω_2, α_1, α_2, K nur drei frei wählbar sind, die beiden anderen aber die durch diese Gleichungen bestimmten Werte haben müssen, damit Einwelligkeit eintritt. In meiner Arbeit sind die Frequenzen n_1 und n_2 (letztere in der Form des Verhältnisses $h = n_2 / n_1$), sowie das Verhältnis $\varepsilon = \delta_2 / \delta_1$ der Dämpfungen statt einer der Dämpfungen selbst als frei wählbare Größen angenommen, aus denen die übrigen zu berechnen sind. Die Auswahl ist aber natürlich im Grunde gleichgültig.

Um einen Überblick über die aus den Gleichungen (2) und (3) folgenden Beziehungen zu geben, seien die Hauptergebnisse mit Berücksichtigung der zahlenmäßigen Beziehungen angegeben.

Die zahlenmäßige Berechnung der zwischen den Systemkonstanten einzuhaltenden Beziehungen ergibt nach der Theorie (vgl. die Tabelle in meiner Arbeit), daß es zur Erzielung von Einwelligkeit am günstigsten ist, wenn die Teilsysteme sehr verschiedene Dämpfung besitzen, wenn also beispielsweise die Dekremente etwa im Verhältnis 1 : 10 zueinander stehen; daß es ferner nötig ist, die beiden Teilsysteme etwas, aber nur ganz wenig, gegeneinander zu verstimmen (praktisch brauchbar ist für vollkommene Einwelligkeit ein relativer Unterschied der beiden ungedämpften Frequenzen von höchstens etwa 2 Tausendstel, der gedämpften von etwa 4 Tausendstel); und daß schließlich die Koppelung ziemlich lose sein muß (der anzuwendende Koppelungskoeffizient beträgt bei den praktisch in Betracht kommenden Fällen günstigstenfalls, nämlich bei sehr verschiedenen Dämpfungen der Teilsysteme, etwa 0,5, d. h. 5 % seines theoretischen Maximalwertes 1). Will man engere Koppelung anwenden, so muß man zugleich die Dämpfungen der Teilsysteme größer wählen, weil sonst keine Einwelligkeit mehr zu er-

zielen ist, und kommt dann bald zu Systemen, die zwar einwellig, aber so stark gedämpft sind, daß sie praktisch keinen Wert haben.

Diese hier auf Grund rein theoretischer Erwägungen gewonnenen Ergebnisse sind mit den längst bekannten Erfahrungen der Praxis in bester Übereinstimmung; insbesondere auch was den zulässigen Koppelungsgrad betrifft. Sie folgen ohne weiteres, was noch einmal betont sei, aus den auch von Girardeau abgeleiteten und benutzten Gleichungen.

Von dem zweikreisigen System geht Girardeau nun zu einem dreikreisigen über, indem er die Kreise *I* und *II* auseinanderrückt

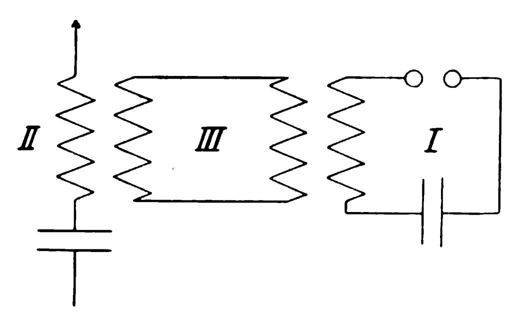


Fig. 2.

und einen dritten Kreis *III*, eine geschlossene Leitung mit Induktionsspulen, aber ohne Kondensator, so dazwischen schaltet, daß die Kreise *I* und *II* nur auf ihn, aber nicht merklich aufeinander induzierend wirken (Fig. 2). Die drei Differentialgleichungen, die für dieses System gelten, haben dann eine sehr einfache Form, die Girardeau noch weiter dadurch vereinfacht, daß er die Dämpfung im Kreise *III* ganz vernachlässigt und das entsprechende Glied in der Differentialgleichung wegläßt. Erst die durch diese letzte Vernachlässigung herbeigeführte Vereinfachung des Gleichungssystems ermöglicht die einfache Lösung, die Girardeau benutzt. Es ist immerhin fraglich, ob diese Vernachlässigung hier gestattet ist, wo es schon auf kleine Unterschiede in den Werten der Systemkonstanten ankommt. Die Berechtigung dazu müßte erst durch Berechnung des dabei gemachten Fehlers und Nachweis seiner Kleinheit erwiesen werden.

Sieht man aber von diesem Mangel an Strenge einmal ab, so ergeben sich die eigentümlichen von Girardeau für dieses System abgeleiteten Formeln, die in ihrer Form vollkommen mit denen für das gewöhnliche zweikreisige System übereinstimmen. Man erhält die-

selbe charakteristische Gleichung, deren Wurzeln Frequenz und Dämpfung des gekoppelten Systems liefern, und dieselben Bedingungsgleichungen, die erfüllt sein müssen, damit Einwelligkeit eintritt. Nur treten darin an Stelle der Systemkonstanten (Koppelungskoeffizient K, Dämpfungen α_1 und α_2 und Frequenzen Ω_1 und Ω_2 der ungedämpften freien Systeme I und II) gewisse Funktionen derselben, die ich zur Unterscheidung von jenen einmal als fiktive Dämpfungen, Frequenzen und Koppelung bezeichnen will, nämlich

$$\left.\begin{aligned} \alpha' &= \frac{\alpha_1}{1 - K_1^2}, \quad \alpha'' = \frac{\alpha_2}{1 - K_2^2} \\ \Omega'^2 &= \frac{\Omega_1^2}{1 - K_1^2}, \quad \Omega''^2 = \frac{\Omega_2^2}{1 - K_2^2} \\ K'^2 &= \frac{K_1^2 K_2^2}{(1 - K_1^2)(1 - K_2^2)}. \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

Dabei sind K_1 und K_2 die Koppelungskoeffizienten zwischen den Kreisen I und III, sowie zwischen II und III, die sich aus den Induktionskoeffizienten berechnen nach den bekannten Formeln

$$K_1^2 = \frac{M_1^2}{L_1 L_3}, \quad K_2^2 = \frac{M_2^2}{L_2 L_3}. \tag{5}$$

Die fiktiven Dämpfungen, Frequenzen und Koppelungen α', α'', Ω', Ω'', K' unterliegen nach dem Gesagten offenbar denselben Gesetzen wie bei dem zweikreisigen System die wahren Dämpfungen usw., d. h. die Größen α_1, α_2, Ω_1, Ω_2, K. Die praktisch für sie zulässigen Werte sind daher in dieselben engen Grenzen eingeschlossen wie bei jenen. Insbesondere gilt das auch für den fiktiven Koppelungskoeffizienten; er kann praktisch sicher nicht über den dort gültigen Grenzwert von 0,05 gesteigert werden. Ja, es läßt sich zeigen, daß er sogar kleiner bleiben muß. Nach den Ausführungen von S. 149/150 ist das Haupthindernis gegen Verstärkung der Koppelung die gleichzeitige starke Zunahme der Dämpfung der resultierenden einwelligen Schwingung. Dieses Hindernis tritt hier aber in erhöhtem Maße auf. Die Gleichung zur Berechnung der resultierenden Dämpfung eines einwelligen zweikreisigen Systems (vgl. Gl. (7) bei Girardeau)

$$\alpha = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2(1 - K^2)} \tag{6}$$

gilt nämlich, wie aus den weiteren Ausführungen Girardeaus folgt (vgl. Gleichung (5') daselbst), in derselben Form, nur mit Vertauschung

der entsprechenden Größen, auch für das dreikreisige Girardeausystem

$$\bar{\alpha} = \frac{\alpha' + \alpha''}{2(1 - K'^2)}; \tag{7}$$

$\bar{\alpha}$ ist die resultierende Dämpfung des dreikreisigen, α die des zweikreisigen Systems. Aus dieser Formel (7) folgt aber sofort, daß K' noch nicht einmal denselben Wert haben darf wie K in Gleichung (6), wenn nicht $\bar{\alpha}$ größer werden soll als α. Denn die fiktiven Dämpfungen α' und α'' sind nach (4) immer größer als die wahren Dämpfungen α_1 und α_2, da die Nenner daselbst kleiner als 1 sind. Von dem Koeffizienten K', der hier an die Stelle von K getreten ist, hängt aber die Energieübertragung zwischen den Kreisen I und II ab. Da er kleiner als K bleiben muß, so hat man also statt der von Girardeau behaupteten Verbesserung der Koppelungsmöglichkeit sogar eine Verschlechterung derselben.

Daß die Zwischenschaltung eines aperiodischen, für sich nicht schwingungsfähigen Kreises III zwischen den Primär- und Sekundärkreis nach dieser Richtung keinen Vorteil bringen kann, ist eigentlich auch ohne Rechnung klar. Denn der Zwischenkreis stellt ja gewissermaßen nur einen Transformator dar, der die Koppelung etwas umständlicher besorgt als es sonst bei unmittelbarer Koppelung der Kreise I und II geschieht. Und wie alle Transformatoren ist er ein energieverzehrendes, dämpfungerhöhendes Glied, das besser vermieden wird.

Nun könnte vielleicht die Zwischenschaltung eines solchen Transformators andere Vorteile gewähren. Als einen solchen hebt Girardeau die dadurch gewährte größere Bewegungsfreiheit in der Wahl der Systemkonstanten hervor, deren Werte man zur Erzielung der Einwelligkeit passend zu regulieren hat. Das scheint auf den ersten Blick ein wirklicher Vorteil zu sein. Denn es ist z. B. kaum möglich, die einmal gegebenen Dämpfungen der beiden Teilsysteme eines zweikreisigen Systems zwecks Einregulierung des ganzen Systems auf Einwelligkeit wesentlich zu ändern; dagegen kann man die fiktiven Dämpfungen α' und α'' eines dreikreisigen Systems mit Zwischenkreis leicht durch bloße Änderung der Koppelungen mit diesem Kreis passend ändern, wie Gleichung (4) zeigt. Doch wird dieser vermeintliche Vorteil durch den Nachteil wieder aufgewogen, daß die Änderung der Teilkoppelungen nicht nur die fiktiven Dämpfungen beeinflußt, sondern auch sämtliche anderen Größen (Frequenzen und fiktive Koppelung) in Mitleidenschaft zieht, wodurch ganz unübersichtliche Verhältnisse geschaffen werden. Auch hier ist also kein rechter Vorteil zu erkennen.

Zu Frage 6. Haben wir bisher gesehen, daß die den theoretischen Ausführungen von Girardeau zugrunde gelegte Form seines Systems keineswegs die in Anspruch genommenen Vorzüge vor dem gewöhnlichen zweikreisigen System besitzt, so ist schließlich noch die Frage zu beantworten, wie es in dieser Beziehung mit der praktischen Ausführungsform desselben steht, ob diese überhaupt seinen theoretischen Darlegungen entspricht und die Bedingungen erfüllt, die nach dem Erfinder selbst erst die Einwelligkeit verbürgen. Dazu ist kurz Folgendes zu bemerken. Die praktische Ausführungsform entspricht zwar der theoretischen nicht ganz, da diese rein induktive (magnetische) Koppelung voraussetzt, jene aber direkte Schaltung, also gleichzeitig magnetische und galvanische Koppelung benutzt, indem der Zwischen-

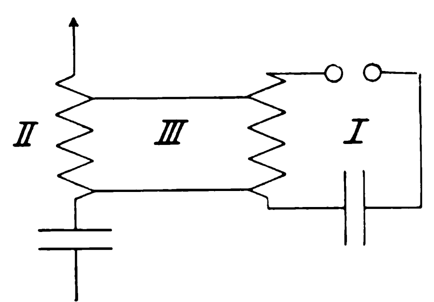


Fig. 3.

kreis Teile der Spulen der Kreise *I* und *II* selbst enthält (Fig. 3). Doch ist der Unterschied praktisch vielleicht nicht bedeutend genug, um eine besondere Behandlung zu rechtfertigen. Denn bei der direkten Schaltung überwiegt die magnetische Koppelung weitaus die galvanische.

Man kann daher die von Girardeau für rein induktive Koppelung abgeleiteten Sätze wohl auch für das mit gemischter Koppelung arbeitende System gelten lassen, wie es Girardeau tut. Das ergibt aber keinen besonderen Vorteil für dieses. Denn es ist damit natürlich nichts weiter erreicht, als daß die Einwände, die gegen das theoretische Girardeausystem erhoben werden konnten, auch das praktische treffen, und zwar in noch höherem Grade, da es den notwendigen Bedingungen ja noch etwas weniger gerecht wird.

Stellt man sich aber, was bei der Empfindlichkeit einwelliger gekoppelter Systeme gegen Störung der Einwelligkeit durch Änderung der Systemkonstanten nicht ganz von der Hand zu weisen ist, auf den Standpunkt, daß das praktische Girardeausystem dem theoretischen überhaupt nicht entspricht, so würden damit auch die theoretischen

Ausführungen Girardeaus hier ihre Geltung ganz verlieren, und man könnte über die Eigenschaften dieses praktischen Systems gar nichts Bestimmtes sagen. Es wäre dann jedenfalls Frage 6 prinzipiell zu verneinen. Aber welchen Standpunkt man auch einnehmen möge, ganz sicher fordert Frage 5 prinzipielle Verneinung. Denn dieselben allgemeinen Erwägungen, die uns im ersten Falle geleitet haben, gelten auch hier und das Ergebnis ist in jedem Falle: Die Koppelungsmöglichkeit wird durch die Einschaltung des Girardeauschen Zwischenkreises *III* nicht verbessert, sondern verschlechtert.

Von dritter Seite ausgeführte Versuche bestätigen dies Ergebnis. Es sei auf die hier eingangs angeführte Arbeit von Eichhorn hingewiesen, an deren Schluß über solche von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie (Telefunken) ausgeführte Versuche berichtet wird. Danach gaben zwei in gewöhnlicher Weise gekoppelte Schwingungskreise (Braunsches System) nur bei Koppelungen unter 5—6 % Einwelligkeit, das Girardeausystem nur unterhalb 5 %, es war also etwas weniger koppelungsfähig als jenes.

Zu Frage 7. Die praktisch wichtige Frage nach dem Wirkungsgrad und der Wirtschaftlichkeit des Girardeausystems kann hier nur theoretisch einigermaßen vollständig behandelt werden. Für die Entscheidung auf experimenteller Grundlage fehlen ausreichende Versuchsdaten von dritter Seite; denn die von Girardeau mitgeteilten Daten und Ergebnisse eigener Versuche und von Versuchen des Laboratoire Central d'Electricité sind doch zu dürftig, um die von ihm gezogenen Schlüsse zu rechtfertigen. Es sei nur auf einiges hingewiesen. In Tabelle I sind die Maximalwerte der Strahlung zusammengestellt, welche ein zweikreisiges System bei verschiedener Koppelung aussendet, bestimmt durch die Angaben des Amperemeters eines in konstanter Entfernung aufgestellten Ondometers. Versuch 1 bezieht sich auf ein zweiwelliges System (feste Koppelung), Versuch 5 auf das praktisch-einwellige, bei losester Koppelung. Dieser letzte wird zum Vergleich mit einem ähnlichen Versuch an dem „Système à onde unique" herangezogen. Bei beiden wird die primär verbrauchte Energie und die ausgesandte Strahlungsintensität gemessen und miteinander verglichen. Es fehlt aber der Nachweis, daß die in Versuch 5 angewandte Koppelung mit $^3/_4$-Windungen der Induktionsspule gerade die günstigste ist. Die Strahlungsintensität dieses zweikreisigen Systems — 600 in willkürlichem Maß — unterscheidet sich von der des dreikreisigen — 620 bis 630 — bei annähernd gleichem primären Energieverbrauch

so wenig, daß eine geringe Erhöhung derselben das von Girardeau herausgerechnete Ergebnis gerade umkehren könnte. Ferner wird bei den vergleichenden Versuchen (Tabelle III) nur ein Versuch mit der „montage Oudin“, dem zweikreisigen System, benutzt, und zwar der ungünstigere; der andere, der geradezu das Gegenteil der Girardeauschen Behauptung beweisen würde, wird unterdrückt, weil er durch Störungen infolge starker Energieabgabe der gleichzeitig arbeitenden Eiffelturmstation gefälscht sei. Man kann unter diesen Umständen den experimentellen Beweisen Girardeaus kein großes Gewicht beilegen, und es wäre sehr erwünscht, wenn von anderer Seite ausführliche und einwandfreie Versuche über diese Frage angestellt würden.

Theoretisch betrachtet aber liegt die Sache so, daß nach dem, was wir vorher über die zulässige Festigkeit der Koppelung erfahren haben, nicht recht einzusehen ist, wie ein besserer Wirkungsgrad für das Girardeausystem herauskommen kann. Denn die schwächere Koppelung, die für dasselbe nach S. 152 allein zulässig ist, bedingt eine geringere Energieübertragung zwischen *I* und *III*, die überdies noch durch den Energieverbrauch in dem Zwischenkreis *III* verschlechtert wird. In allen Einzelheiten würde man diese Verhältnisse erst bei Kenntnis der Strom- bzw. Spannungsamplituden in den 3 Kreisen übersehen können. Das erfordert aber neue, noch nicht ausgeführte Rechnungen, für die hier kein Platz ist, und die nichts wesentlich Neues bringen würden.

Aus diesen Betrachtungen geht wohl einwandfrei hervor:

1. daß das dreikreisige Girardeausystem zwar einwellig gemacht werden kann, daß ihm aber im Gegensatz zu den Behauptungen der Patentschrift die Eigenschaft der Einwelligkeit nicht unter allen Umständen zukommt, und insbesondere nicht durch die bloße Einschaltung eines kondensatorlosen Zwischenkreises;

2. daß das Girardeausystem dem gewöhnlichen zweikreisigen Braunschen System hinsichtlich der zulässigen Festigkeit der Koppelung keineswegs überlegen, sondern unterlegen ist;

3. daß demnach auch eine größere Wirtschaftlichkeit des Girardeausystems ausgeschlossen erscheinen muß.

Danzig-Langfuhr, Technische Hochschule, Mai 1915.

(Eingesandt 4. Mai 1915.)

Adresse des Autors: Oliva b. Danzig, Jahnstr. 8.



Referate.

G. W. O. Howe, Gekoppelte Schwingungskreise und das System „À onde unique". (Electrician **75**, 662, 1915.)

In diesem Artikel befaßt sich auch Prof. Howe (vgl. Artikel von Prof. Kalähne S. 143) auf Grund der neueren Veröffentlichungen von Girardeau in La Lum. Él. 11. u. 18. Juli 1914 nochmals mit dem System „À onde unique". Wir entnehmen den Ausführungen folgendes.

Wir haben in den bekannten Bezeichnungen für zwei Schwingungskreise

$$L_1 \frac{d i_1}{d t} + M \frac{d i_2}{d t} + \frac{q_1}{C_1} + R_1 i_1 = 0 \tag{1A}$$

$$L_2 \frac{d i_2}{d t} + M \frac{d i_1}{d t} + \frac{q_2}{C_2} + R_2 i_2 = 0 \tag{1B}$$

Durch dreimaliges Differenziieren und Substitution für i_2 in (1 B) seinen Wert in Ausdrücken von i_1 aus (1 A) und indem man setzt:

$$\frac{R}{2L} = d, \quad \frac{1}{\sqrt{L C}} = \Omega, \quad \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} = K$$

erhält man:

$$\left.\begin{aligned} (1 - K^2) \frac{d i_1^4}{d t^4} + 2(d_1 + d_2) \frac{d^3 i_1}{d t^3} + (\Omega_1^2 + \Omega^2 + 4 d_1 d_2) \frac{d^2 i_1}{d t^2} \\ + 2(d_2 \Omega_1^2 + d_1 \Omega_2^2) \frac{d i_1}{d t} + \Omega_1^2 \Omega_2^2 i_1 = 0 \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

Ebenso eine genau gleichgebaute Gleichung für i_2.

Eine Lösung dieser Gleichung ist $i_1 = A \varepsilon^{m t}$; durch Einsetzen in (2) erhält man:

$$\left.\begin{aligned} (1 - K^2) m^4 + 2(d_1 + d_2) m^3 + (\Omega_1^2 + \Omega_2^2 + 4 d_1 d_2) m^2 \\ + 2(d_2 \Omega_1^2 + d_1 \Omega_2^2) m + \Omega_1^2 \Omega_2^2 = 0 \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

wofür man auch schreiben kann:

$$(m^2 + 2 d_1 m + \Omega_1^2)(m^2 + 2 d_2 m + \Omega_2^2) - K^2 m^4 = 0 \tag{4}$$

Diese Gleichung vierten Grades in m hat vier Wurzeln von der Form: $-\alpha + i\omega$, wo $i = \sqrt{-1}$. Wenn $-\alpha + i\omega$ eine Wurzel ist, so auch $-\alpha - i\omega$; man kann also die vier Wurzeln schreiben:

$$-\alpha_1 \pm i\omega_1$$
$$-\alpha_2 \pm i\omega_2$$

Wenn dies die vier Werte von m sind, so ist

$$(m + \alpha_1 - i\omega_1)(m + \alpha_1 + i\omega_1)(m + \alpha_2 - i\omega_2)(m + \alpha_2 + i\omega_2) = 0 \quad (5)$$

Bisher sind wir also in gewohnten Bahnen. Hier erhebt nun Girardeau die wichtige Frage: Welches sind die Bedingungen, unter welchen die zwei gedämpften Sinuswellen, dargestellt bzw. durch $-\alpha_1 \pm i\omega_1$ und $-\alpha_2 \pm i\omega_2$, in eine einzige übergehen, dargestellt durch $-\alpha \pm i\omega$, wo $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$ und $\omega_1 = \omega_2 = \omega$? Gleichung (5) würde dann werden:

$$(m + \alpha - i\omega)^2 (m + \alpha + i\omega)^2 = 0 \quad (6)$$

Durch Ausmultiplizieren und Vergleichen der verschiedenen Werte von m in Gleichungen (3) und (6) findet man:

$$2(1 - K^2)\alpha = d_1 + d_2 \quad (7\,\mathrm{A})$$

$$2(1 - K^2)(3\alpha^2 + \omega^2) = \Omega_1^2 + \Omega_2^2 + 4 d_1 d_2 \quad (7\,\mathrm{B})$$

$$2(1 - K^2)(\alpha^2 + \omega^2)\alpha = d_1 \Omega_2^2 + d_2 \Omega_1^2 \quad (7\,\mathrm{C})$$

$$(1 - K^2)(\alpha^2 + \omega^2)^2 = \Omega_1^2 \Omega_2^2 \quad (7\,\mathrm{D})$$

Durch Elimination von α und ω erhält man die zwei Bedingungsgleichungen:

$$\frac{d_1 \Omega_2^2 + d^2 \Omega_1^2}{\Omega_1 \Omega_2} = \frac{d_1 + d_2}{\sqrt{1 - K^2}} \quad (8)$$

und

$$\frac{\Omega_1^2 + \Omega_2^2 + 4 d_1 d_2}{2(1 - K^2)} - \frac{d_1 \Omega_2^2 + d_2 \Omega_1^2}{d_1 + d_2} = \frac{(d_1 + d_2)^2}{2(1 - K^2)^2} \quad (9)$$

Dies sind die Bedingungen, die erfüllt werden müssen zur Erzielung einer einzigen Frequenz mit der gegebenen Koppelung K.

Aus (7 A) haben wir

$$\alpha = \frac{d_1 + d_2}{2(1 - K^2)} \quad (10)$$

für die Dämpfungskonstante der resultierenden Schwingung, und aus (7 A) und (7 C):

$$\omega^2 = \frac{d_1 \Omega_2^2 + d_2 \Omega_1^2}{d_1 + d_2} - \frac{(d_1 + d_2)^2}{4(1 - K^2)} = \frac{\Omega_1 \Omega_2}{\sqrt{1 - K^2}} - \alpha^2 \quad (11)$$

wo $\omega = 2\pi f$ und f die Frequenz der Schwingung ist. Nach Aufstellung dieser Gleichungen betrachtet Girardeau zwei besondere Fälle: 1. wo $d_1 = \frac{R_1}{2 L_1} = 0$, d. h. wo die Dämpfung des Funkenkreises vernachlässigbar klein ist, und 2. wo $d_1 = d_2 = d$, d. h. wo

$\frac{R_1}{2L_1} = \frac{R_2}{2L_2}$. Der erste Fall ist ersichtlich in der Radiotechnik praktisch nicht realisierbar. Nehmen wir ihn jedoch als äußersten Grenzfall, so finden wir

$$\alpha = \frac{d_2}{2(1 - K^2)},$$

$$\frac{\Omega_2}{\Omega_1} = \sqrt{1 - K^2}$$

$$d_2 = K\Omega_2 \text{ oder } K = \frac{R_2}{2}\sqrt{\frac{C_2}{L_2}}$$

Die zweite Gleichung gibt den Betrag der notwendigen Verstimmung der Kreise, während die dritte Gleichung die Dämpfungskonstante für die Antenne bei einer gegebenen Koppelung liefert.

Die erste Gleichung gibt die Dämpfungskonstante der resultierenden Schwingung. Ω_1 und Ω_2 beziehen sich auf die Resonanz- und nicht auf die natürlichen Frequenzen; infolge Dämpfung ist in einem Schwingungskreis letzterer kleine als erstere. Wenn Ω_n und Ω_r die natürlichen und Resonanzfrequenzen ($x\, 2\pi$) sind, so läßt sich leicht zeigen, daß $\Omega_n = \sqrt{\Omega_r^2 - d^2}$. In dem gerade betrachteten Falle $\frac{d_2}{\Omega_2} = K$ und $\frac{\Omega_{n2}}{\Omega_{r2}} = \sqrt{1 - K^2}$ wird der Primärkreis ohne Widerstand angenommen, so daß beide Frequenzen koinzidieren. Obwohl also die Resonanzfrequenz des Sekundärkreises auf $\sqrt{1 - K^2}$ derjenigen des Primärkreises zu reduzieren ist, muß seine natürliche Frequenz, die in demselben Verhältnis kleiner ist als seine Resonanzfrequenz, reduziert werden auf $1 - K^2$ derjenigen des Primärkreises. Die mit dem Wellenmesser ermittelte Frequenz ist selbstredend die natürliche Frequenz. Selbst in dem Fall von relativ enger Koppelung, etwa $10\,\%$, würden jedoch die Frequenzen sich nur um $1\,\%$ zu unterscheiden haben. Solche feine Messungen sind mit einem gewöhnlichen Wellenmesser unmöglich. Girardeau gibt aber gar keine numerischen Beispiele, sondern nur die vorstehenden Formeln. Wir wollen sie an praktischen Beispielen prüfen, z. B. für eine Station mit der Wellenlänge 1,885 m, Antennenkapazität $C_2 = 0{,}005$ MF. und $L_2 = 200$ Mikrohenry.

Wenn:	$K = 0{,}05$	$R_2 = 20$ Ohm	und $\delta_2 = 0{,}3$
	$K = 0{,}1$	$R_2 = 40$ Ohm	und $\delta_2 = 0{,}6$
	$K = 0{,}2$	$R_2 = 80$ Ohm	und $\delta_1 = 1{,}25$

Solche hohe Werte für das log. Dekrement der Antenne könnte nur durch Einschaltung von Widerstand erhalten werden, was aber schwerlich als eine praktische Lösung des Problems angesehen werden kann.

Kehren wir jedoch zu dem Artikel Girardeaus zurück und betrachten wir seinen zweiten Fall, wo $d_1 = d_2 = d$. Die Formeln werden:

$$a = \frac{d}{1 - K^2}$$

$$\frac{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}{\Omega_1 \Omega_2} = \frac{2}{\sqrt{1 - K^2}}$$

$$d^2 = \frac{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}{4}(1 - K^2)$$

Bezüglich der letzten Gleichung sagt Girardeau: „Elle conduit évidemment à un couplage extrêmement serré pour des amortissements faibles et il est évident qu'entre les deux cas limites $d_1/d_2 = 0$ et $d_1/d_2 = 1$ il existe toute une gamme de valeurs admissables pour K." — Wir wollen das etwas näher betrachten. Wir ersetzen Ω_1/Ω_2 durch x; dann kann die zweite dieser drei Gleichungen geschrieben werden:

$$\frac{x^2 + 1}{x} = \frac{2}{\sqrt{1 - K^2}}$$

eine quadratische Gleichung mit der Lösung

$$x = \frac{\Omega_1}{\Omega_2} = \frac{1 \pm K}{\sqrt{1 - K^2}} = \sqrt{\frac{1 + K}{1 - K}} \text{ oder } \sqrt{\frac{1 - K}{1 + K}}$$

Dies liefert die notwendige Verstimmung für irgendeinen Koppelungsgrad. Durch Substitution von $x\,\Omega_2$ für Ω_1 in der letzten der drei Formeln erhalten wir

$$d = \Omega_2 \sqrt{\frac{1 \pm K}{2}}$$

Dies gibt den Wert von $\frac{R}{2L}$, den jeder Kreis haben muß, um eine Schwingung von einer einzigen Frequenz zu erhalten; das positive Vorzeichen ist zu benutzen wenn $\Omega_1 > \Omega_2$, das negative wenn $\Omega_1 < \Omega_2$.

Um einzusehen, wie absolut unausführbar dieser Fall ist, brauchen wir bloß ein einziges Beispiel zu betrachten. Es sei $\Omega_2 = 10^6$ entsprechend einer Wellenlänge von 1,855 m, und $K = 0{,}1$; dann ist

$x = 0,905$, $\Omega_1 = 0,905 \cdot 10^6$ und $d = 0,67 \cdot 10^6$, was als log. Dekremente liefert: 4,2 für den Luftleiter und 4,65 für den Funkenkreis. Wenn die Koppelung auf 0,6 erhöht wird, was ein praktisch fast unmöglich großer Wert ist, fällt das Dekrement für den Luftleiter auf 2,81, während das für den Primärkreis steigt auf 5,62. In diesem Falle ist $\Omega_1 = 0,5\ \Omega_2$.

Prof. Howe hat ferner noch ein Beispiel ausgearbeitet für dieselbe Wellenlänge wie vorher und einem log. Dekrement von 0,1 pro Periode aber mit verschiedenen Koppelungswerten und gibt folgende Resultate:

$$\delta_1 = 0,5 \quad 1,0 \quad 2,0$$
$$K = 5 \quad 13 \quad 30\,\%$$
$$\Omega_2/\Omega_1 = 1,002 \quad 1,01 \quad 1,05$$

Man erkennt, daß die notwendige Verstimmung so klein ist, daß sie innerhalb der unvermeidlichen Meßfehler mit dem Wellenmesser liegen. Wie Girardeau sagt: „il existe toute une gamme de valeurs admissable pour K“, aber dieselben sind nur durch Einschalten von Widerstand in den Primärkreis zu erhalten.

Es muß hervorgehoben werden, daß Girardeaus mathematische Behandlung des Problems vollständig die Anfangsbedingungen ignoriert. Da der Luftleiterstrom eine Anfangsamplitude Null hat, so kann er nicht, wie Girardeau es annimmt, durch eine gedämpfte Sinuswelle dargestellt werden. Die Schwingung im Luftleiter muß hergestellt werden durch Transferierung von Energie aus dem Funkenkreis, ob nun die Koppelung eng oder lose ist, und erst, nachdem diese Anfangsperiode vorbei ist und die Schwingung im Luftleiter abzuklingen beginnt, ist Girardeaus Lösung anwendbar. Es ist auch klar, daß das primäre Dekrement größer ist während dieser Anfangsperiode als während des späteren Stadiums, wo die sekundäre Schwingung erregt ist.

Abgesehen jedoch von diesem Einwand und demjenigen, daß die besondere Charakteristik des Funkens eine große Diskrepanz zwischen Theorie und Praxis verursachen wird, ist es überhaupt fraglich, ob irgendeine Vergrößerung der Koppelung vorteilhaft wäre, wenn damit die Notwendigkeit der künstlichen Vergrößerung des Dekrements der Kreise verknüpft wäre. Die bloße Tatsache, daß die Koppelung fester ist, hat keinerlei Vorteil, wenn nicht die Strahlung von der Antenne dadurch quantitativ oder qualitativ vergrößert wird.

Gleichungen (8), (9), (10) und (11) sind jedoch wichtig, da sie uns in

den Stand setzen die zulässige Koppelung zwischen irgend zwei Kreisen von gegebenen Dekrementen zu berechnen, wenn die Funkenstrecke als ein konstanter Widerstand betrachtet wird; sie können jedoch in eine mehr allgemeine Form gebracht werden. Die Erscheinungen können nicht abhängen von den absoluten Werten der Frequenzen usw., sondern nur von den vier Variablen:

$$x = \frac{\Omega_1}{\Omega_2}; \quad \gamma = \sqrt{1 - K^2}; \quad \delta_1 = \frac{R_1}{2 f_1 L_1}; \quad \delta_2 = \frac{R_2}{2 f_2 L_2}$$

Dann kann Gleichung (8) geschrieben werden:

$$x = \frac{\delta_2 - \delta_1 \gamma}{\delta_2 \gamma - \delta_1} \tag{8'}$$

Ähnlich haben wir für Gleichung (9):

$$\frac{x^2 + 1 + \frac{x \delta_1 \delta_2}{\pi^2}}{2 \gamma^2} - x \frac{\delta_1 + x \delta_2}{\delta_2 + x \delta_1} = \frac{(\delta_1 x + \delta_2)^2}{8 \pi^2 \gamma^4} \tag{9'}$$

Da δ_1 und δ_2 bekannt sind, so setzen uns diese zwei Gleichungen in den Stand x und γ zu bestimmen. Gleichungen (10) und (11) können in gleicher Weise transformiert werden.

Prof. Howe geht dann im zweiten Teil seines Artikels dazu über, das System „À onde unique“ mit den sogen. Tesla- und Oudin-Anordnungen zu vergleichen. Er erinnert zunächst nochmals an seine Polemik mit Béthenod im „Electrician“ 25. Juli, 22. August und 3. Oktober 1913, sowie an des Referenten Ausführungen im Jahrb. 7, 535, 1913.

In der Britischen Patentschrift (Nr. 11, 703 vom 16. Mai 1912) hieß es, daß durch die Benutzung eines aperiodischen Zwischenkreises es möglich sei „to operate with as close couplings as desired“ und daß „the complete system always presents a single natural velocity of pulsation which is given by the formula $\omega = \Omega \frac{1}{\sqrt{1 - K_1^2 - K_2^2}}$“.

Nachdem Prof. Howe und wir nachgewiesen hatten, daß es sich um eine Täuschung handelte, hätte man die Sache als erledigt ansehen können. In dem zweiten Teil des neuen Girardeauschen Artikels gibt derselbe aber aufs neue eine Beschreibung des Systems, jedoch in einer vollständig abweichenden Darstellung, in der sogar Ableitungen aus dem kritischen Artikel von Prof. Howe herangezogen werden an Stelle der früheren Béthenodschen Formeln;

Girardeau gibt sogar die gleichen Ausdrücke für Frequenzen der erzeugten zwei Schwingungen an, ohne den Versuch zu machen (wie es Béthenod tat), die eine als vernachlässigbar zu bezeichnen. Trotzdem heißt es dann: „Un avis contraire a cependant été émis par M. le professeur Howe.“ In Wirklichkeit war die Howesche Kritik gegen Ansprüche gerichtet, die gänzlich verschieden waren von denen des neuen Girardeauschen Artikels. Der neue höchst bescheidene Anspruch lautet: „Le montage avec circuit apériodique nous apparait donc comme un moyen pratique de réaliser les conditions nécessaires pour l'obtention d'une onde unique, conditions peu réalisables pratiquement avec le montage à deux circuits Oudin ou Tesla.“ In anderen Worten, nachdem Girardeau im ersten Teil seines Artikels gezeigt hatte, daß die Koppelung enger gemacht werden kann, wenn das Dekrement vergrößert wird, und daß für jeden Wert der Koppelung ein zulässiges Minimum-Dekrement existiert, hält er aufrecht, daß die notwendige Adjustierung besser durch Benutzung eines Zwischenkreises erreicht werden könne. Wir wollen das etwas näher betrachten.

Die vorstehenden Gleichungen (1 A) und (1 B) für die gewöhnliche Anordnung können geschrieben werden:

$$\frac{d i_1}{d t} + \frac{M}{L_1} \frac{d i_2}{d t} + \frac{q_1}{L_1 C_1} + \frac{R_1}{L_1} i_1 = 0$$

$$\frac{d i_1}{d t} + \frac{M}{L_2} \frac{d i_1}{d t} + \frac{q_2}{L_2 C_2} + \frac{R_2}{L_2} i_2 = 0$$

während wir unter Benutzung eines Zwischenkreises, mit der Selbstinduktion L_3 und gegenseitigen Induktionen M_1 und M_2 mit den zwei Schwingungskreisen, haben:

$$\frac{d i_1}{d t} + \frac{M_1 M_2}{L_1 L_3 - M_1^2} \cdot \frac{d i_2}{d t} + \frac{L_3}{L_2 L_3 - M_1^2} \cdot \frac{q_1}{C_1} + \frac{R_1 L_3}{L_1 L_3 - M_1^2} i_1 = 0$$

$$\frac{d i_1}{d t} + \frac{M_1 M_2}{L_2 L_3 - M_2^2} \cdot \frac{d i_1}{d t} + \frac{L_3}{L_2 L_3 - M_2^2} \cdot \frac{q_2}{C_2} + \frac{R_2 L_3}{L_2 L_3 - M_2^2} i_2 = 0$$

Das zweite Gleichungspaar ist identisch mit dem ersten, wenn wir setzen:

$$(L_1 L_3 - M_1^2) / L_3 \quad \text{für} \quad L_1$$
$$(L_2 L_3 - M_2^2) / L_3 \quad \text{für} \quad L_2$$

und an Stelle von $d_1 = R_1 / 2 L_1$ und $d_2 = R_2 / 2 L_2$ haben wir jetzt:

$$d_1 = \frac{R_1 L_3}{2(L_1 L_3 - M_1^2)} \quad \text{und} \quad d_2 = \frac{R_2 L_3}{2(L_2 L_3 - M_2^2)}$$

und anstatt

$$K = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}$$

haben wir jetzt

$$K = \frac{K_1 K_2}{\sqrt{(1 - K_1^2)(1 - K_2^2)^2}}$$

wo

$$K_1 = \frac{M_1}{\sqrt{L_1 L_3}} \quad \text{und} \quad K_2 = \frac{M_2}{\sqrt{L_2 L_3}}$$

Figuren 1(a) und 2(a) zeigen die gebräuchlichen Anordnungen für zwei Kreise, die Girardeau als solche von Tesla und Oudin be-

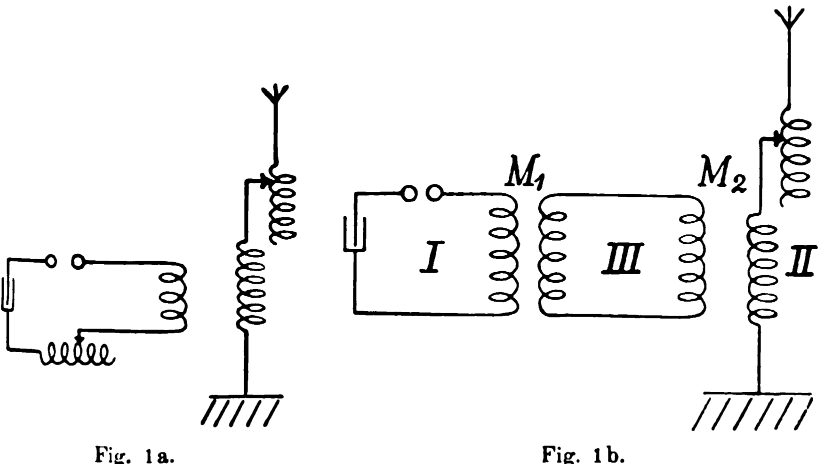


Fig. 1a. Fig. 1b.

zeichnet (es sind natürlich die Braunschen Anordnungen. Der Ref.), während Figuren 2(a) und 2(b) die entsprechenden Anordnungen des Systems „À onde unique" darstellen.

Wenn jemand der Ansicht wäre, daß die Aussendung verbessert werden könnte durch Vergrößerung des Dekrements des Kreises, so könnte man ja einfach einen Widerstand einfügen, obwohl dies in dem System „À onde unique" nicht geschieht, sondern der Wert von

$d = R / 2L$ lediglich geändert wird durch Variation der effektiven Werte von L_1 oder L_2 infolge Variation von K_1 und K_2. Nach Fig. 1(b) affiziert jede Änderung in M_1 oder M_2 sowohl die Koppelung wie die Abstimmung, während nach Fig. 2(b) (das Diagramm der angeblich von der französischen Gesellschaft praktisch benutzten Anordnung) irgendeine Verschiebung der Koppelungskontakte auch eine

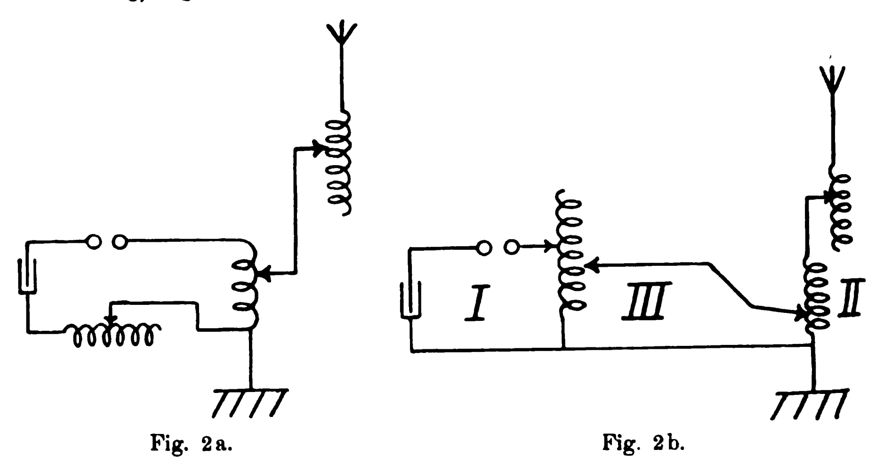


Fig. 2a. Fig. 2b.

Veränderung von L_3 verursacht, was jede zugehörige Variable affiziert, wie man aus den Gleichungen erkennen kann. Es ist klar, daß man mit dieser Anordnung nichts anderes tun kann, als was man auch mit der gewöhnlichen Anordnung für zwei Kreise erreichen könnte.

Girardeau gibt Versuchsresultate, die die Überlegenheit des Systems „À onde unique" dartun sollen, aber diese Resultate sind gewiß nicht erklärbar auf Grund seiner mathematischen Behandlung des Problems. (Nach dem Englischen. E.)

(Eingegangen 25. August 1915.)

Adresse des Referenten: Zürich, Hauptpostfach 6123.

Hermann Behnken, Die Verwendung der lichtelektrischen Zelle als Empfangsinstrument für drahtlose Telegraphie. (Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 668, 1914.)

Die allgemein gebräuchliche Methode der Praxis, die Empfangsintensität zu messen, ist die sogenannte „Parallelohmmethode", die

darin besteht, einen zu dem im Detektorkreise liegenden Telephon parallel geschalteteten Widerstand so lange zu verkleinern, bis der betreffende Beobachter eben keinen Ton im Telephon mehr wahrzunehmen vermag. Das Verhältnis dieses so eingestellten Widerstandes zu dem Widerstande — oder besser: zur Reaktanz — des Telephons bildet ein Maß für die Empfangsintensität.

So hochempfindlich diese Methode ist, haftet ihr doch der große Fehler an, daß sie eine rein subjektive ist, d. h., daß je nach dem Grade der Hörfähigkeit des Beobachters das Endresultat verschieden ausfallen muß.

Um diesen Fehler auszuschalten, hat man das Telephon durch ein Galvanometer ersetzt, welches dann Ausschläge gibt, die dem vom Detektor gelieferten — pulsierenden — Gleichstrome, und damit wenigstens annähernd der Empfangsintensität, proportional sind.

Auch dieser Methode haftet noch ein großes Übel an, und zwar jenes der Inkonstanz der Empfindlichkeit aller bis jetzt vorhandenen und verwendeten Detektorarten.

Es ist jedem Fachmann bekannt, wie schwierig es ist, einen Detektor auf konstante Empfindlichkeit zu halten, ganz abgesehen von der schädigenden, die Empfindlichkeit der Detektoren stark beeinflussenden Wirkung der auf die Länge der Dauer nie ganz abzuhaltenden atmosphärischen Störungen.

Deshalb hat man versucht, den Detektor durch einen anderen Indikator zu ersetzen, durch den ein für alle Male für die Konstanz der Empfindlichkeit Gewähr geleistet ist. Als solche Indikatoren kommen in Betracht: Thermoelemente, Thermogalvanometer, Bolometer und Gasdetektoren.

Leider hat sich allzubald herausgestellt, daß die bis jetzt mit allen jenen Apparaten erreichte Empfindlichkeit bei weitem nicht heranreicht an jene eines gut eingestellten Bleiglanzdetektors.

Der Verfasser der hier behandelten Originalarbeit hat nun eine Methode ausgearbeitet, die an Empfindlichkeit mit jener der Kristalldetektoren wohl vergleichbar, der zerstörenden Wirkung atmosphärischer Störungen keinesfalls unterworfen ist und so die Möglichkeit an die Hand gibt einer absoluten Messung der Empfangsintensität.

Der wesentliche Bestandteil dieser Anordnung ist eine mit Kalium beschickte lichtelektrische Zelle.

Die Anwendung von Photozellen als Indikatoren schwacher Wechselströme ist, obwohl bisher sehr selten vorgenommen, doch nicht völlig neu.

So haben J. Kunz und J. Kempf[1]) eine lichtelektrische Zelle in einer Galvanometerschaltung angewendet, ähnlich jener bei Anwendung eines gewöhnlichen Detektors.

Außerdem weist G. H. Anderson[2]) in einer Arbeit über die Ventilwirkung von Photozellen auf die Möglichkeit hin, diese zu Zwecken des drahtlosen Empfanges brauchbar zu machen. Der praktische Erfolg bei der Anwendung lichtelektrischer Zellen war jedoch bis jetzt ein recht geringer infolge des außerordentlich hohen Widerstandes derselben.

Selbst der Widerstand einer hochempfindlichen Kaliumzelle ist immer noch so hoch, daß die durch sie gleich gerichteten Ströme noch ganz außerordentlich schwach bleiben.

Der Grundgedanke der neuen Methode von Behnken ist nun der, daß die Brauchkarkeit einer Photozelle dann ermöglicht sein muß, wenn man nicht wie bis jetzt Ströme, sondern Spannungen als Gegenstand der Messung macht und als Meßinstrument nicht ein Galvanometer, sondern ein Elektrometer gebraucht.

Die Erläuterung der Wirkungsweise einer Photozelle wurde von Millikan[3]) gegeben.

Derselbe hat gezeigt, daß die Anfangsgeschwindigkeit lichtelektrischer Elektronen ganz außerordentlich hohe Werte annehmen kann, wenn als beleuchtende Lichtquelle der Entladungsfunke einer Leidener Batterie benützt wird. Die Millikansche Versuchsanordnung ist in Fig. 1 gegeben.

Die Leidener Batterie wird durch den Induktor J aufgeladen und entlädt sich dann über die Funkenstrecke F. Die von F ausgehenden Lichtstrahlen fallen auf die Kathode K der Photozelle, wo sie Elektronen auslösen. Die Anode A, die aus einem Drahtnetzzylinder besteht, lädt sich hierbei negativ auf, wodurch am Elektrometer E ein Ausschlag bewirkt wird.

An die Kathode wird nun die die Elektronen „verzögernde“ Spannung V angelegt, die so eingestellt ist, daß gerade kein Elektron mehr die Kathode verläßt. In diesem Falle ist die angelegte Spannung V gleich der Anfangsgeschwindigkeit der Photoelektronen in Volt ausdrückt. (Mit der vorliegenden Anordnung hat Millikan Anfangsgeschwindigkeiten von 500 Volt und mehr festgestellt.)

---

1) J. Kunz und J. Kempf, Jahrb. **6**, 405, 1913.
2) G. H. Anderson, Physik. Rev. **36**, 222ff., 1913.
3) Millikan, Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, 712, 1912.

Nun haben R. Pohl und P. Pringsheim[1]) gezeigt, daß diese sehr hohen Anfangsgeschwindigkeiten der Elektronen nicht etwa durch das Licht des Funkens bewirkt werden, sondern vielmehr durch die im Funkenkreise erzeugten elektrischen Schwingungen, die sich auf den übrigen Teil der Anordnung übertragen und die Elektronen zu den erwähnten Geschwindigkeiten beschleunigen.

Betrachtet man nämlich jenen Augenblick, in welchem das

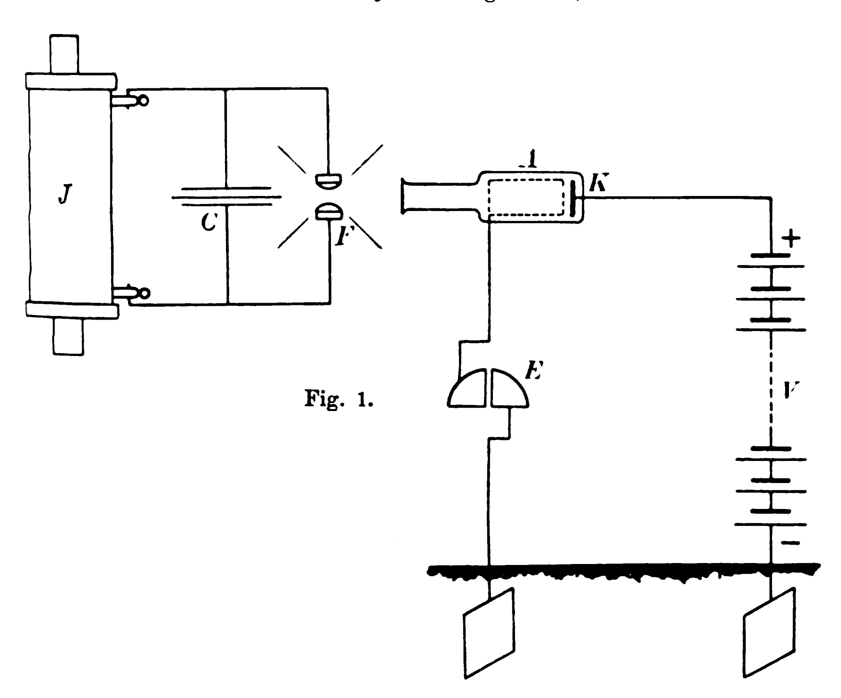


Fig. 1.

Schwingungspotential an der Kathode negativ ist, so müssen die Elektronen in eben diesem Augenblick eine Anfangsgeschwindigkeit besitzen, die gleich ist ihrer ursprünglichen, vermehrt um das eben an der Kathode herrschende Schwingungspotential.

In dem darauf folgenden Augenblick, in dem das Schwingungspotential an der Kathode positiv geworden ist, wird dagegen das weitere Auftreten von Elektronen hintangehalten.

Somit muß das an der Anode liegende Elektrometer stets dann

1) R. Pohl u. P. Pringsheim, Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, 974, 1912.

keinen Ausschlag zeigen, wenn das an der Kathode herrschende Potential positiv ist und gleich der ursprünglichen Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen, vermehrt um das höchste im Verlaufe der Oszillationen an der Kathode vorkommende Potential. Daraus folgt, daß mit der Millikanschen Anordnung nicht die eigentliche Elektronengeschwindig-

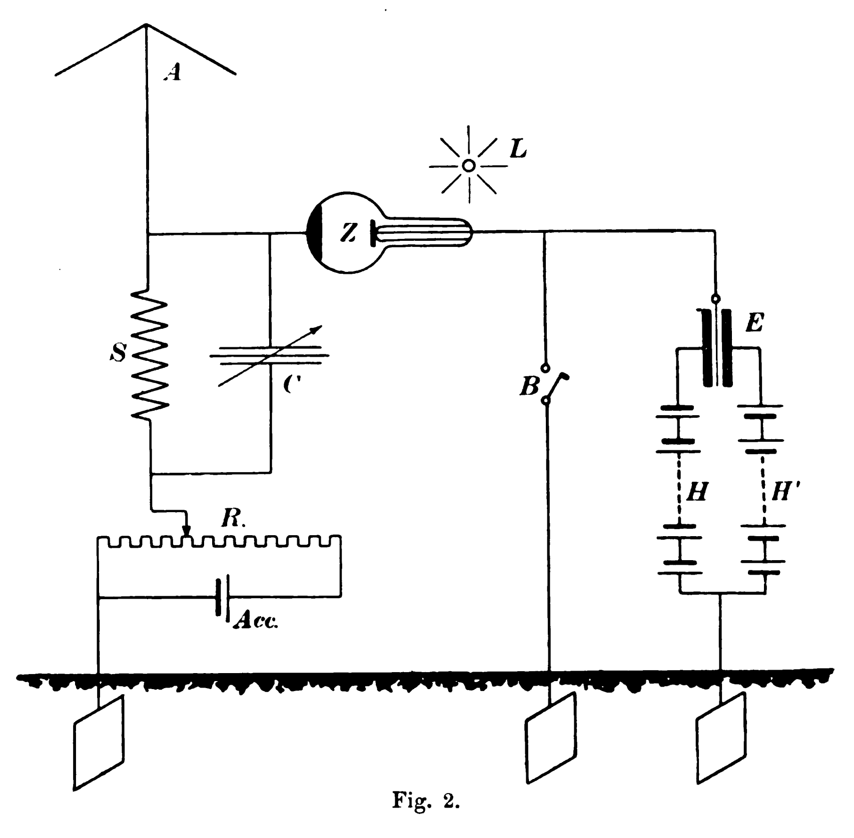


Fig. 2.

keit gemessen wird, sondern hauptsächlich der negative Maximalwert des superponierten Schwingungspotentials.

Setzt man nun an Stelle des Funkenkreises in der Millikanschen Anordnung eine empfangende, also sich in elektrischen Schwingungen befindliche Antenne, so muß nach dem bisherigen die Möglichkeit gegeben sein, das auftretende Schwingungspotential zu messen.

Fig. 2 gibt die von Behnken zu diesem Zwecke ausgeführte Schaltung wieder. Parallel zur Antennenverlängerungsspule S liegt

der Abstimmkondensator *C*. An dem dem Luftleiter zugekehrten Belage des Kondensators ist die Kaliumelektrode der Photozelle *Z* angeschlossen. Die Anode derselben, die aus Platin besteht, ist an den Faden eines Lutz-Edelmannschen Einfadenelektrometers angelegt. *H* und *H'* sind die an die Platten des Elektrometers angelegten Hilfsspannungen, welche meist zu $\pm$ 40 Volt gewählt wurden.

Schließlich war ein Kurzschließer *B* vorgesehen, der es gestattete, den Elektrometerfaden an Erde zu legen.

Solange das untere Ende der Verlängerungsspule direkt an Erde liegt, würde bei Beleuchtung der Zelle durch die Lichtquelle *L* — verwendet wurde der Glühkörper einer gewöhnlichen Nernstlampe — das Elektrometer einen Ausschlag zeigen müssen, einmal infolge der der Anode zugeführten Photoelektronen und außerdem infolge von Kontaktpotentialen, die sich irgendwo im Elektrometerkreis befinden.

Um diesen Ausschlag zu beseitigen, muß der Zelle ein zusätzliches Potential mitgeteilt werden von solcher Größe, daß die störenden Potentiale gerade kompensiert werden. Behnken hat, um diese Kompensation leicht und rasch durchführen zu können, die bekannte „Potentiometerschaltung“ angewendet. Der kleine Akkumulator, dessen einer Pol geerdet ist, ist auf den Widerstand *R* geschlossen. Je nach der Stellung des den Widerstandsdraht entlag laufenden Abzapfkontaktes kann ein größerer oder kleinerer Teil der ganzen Akkumulatorspannung abgezweigt und der Photozelle mitgeteilt werden.

Die Einstellung, welche also darin besteht, den Kontakt des Spannungsteilers solange zu verschieben, bis bei bestrahlter lichtelektrischer Zelle der Ausschlag des Elektrometers verschwindet, soll selbst bei hochempfindlichem Elektrometer mit sehr hoher Genauigkeit durchführbar sein, so daß beim Öffnen oder Schließen des Schlüssels *B* nicht die geringste Bewegung des Elektrometerfadens eintritt.

Sobald nun die Antenne durch eine ferne sendende Station zum Mitschwingen veranlaßt ist, tritt am oberen Ende von *S* eine Wechselspannung auf, die auf die Zelle in derselben Weise wirkt wie die Schwingungspotentiale, auf diese in der Millikanschen Schaltung.

Im Falle daß die Ventil- resp. Gleichrichterwirkung der Zelle eine ideale ist, mißt das Elektrometer einfach die Spannungsamplitude am oberen Ende der Verlängerungsspule *S*, also eine Größe, die bei sinusförmigem Verlaufe der Schwingungen, dem Effektivwerte der Spannung und somit auch dem des Stromes proportional ist.

Es haben nun Pohl und Pringsheim[1]) darauf hingewiesen, daß die Gleichrichterwirkung der Photozelle eine nicht vollständige ist.

Es werden nämlich bei Belichtung der Zelle auch an der Anode Elektronen, wenn auch in geringer Zahl, frei, die die Kathodenladung zu paralisieren suchen. Bei der Millikanschen Anordnung ist diese Kompensation infolge der langsamen Folge der Schwingungszüge, wie sie jedem mit gewöhnlicher Funkenstrecke erregtem Funkenkreise eigentümlich ist, eine so vollständige, daß bei der Belichtung mit einer Quarzquecksilberlampe die superponierten Potentialschwingungen überhaupt nicht mehr ins Gewicht fallen.

Solange die Belichtung von dem Funken selbst herrührt, werden die Schwingungspotentiale natürlich deswegen wirksam, weil in diesem Falle die Belichtung mit den elektrischen Schwingungszügen synchron verläuft.

Solange keine elektrischen Schwingungen die Zelle treffen, fällt auch die Belichtung weg, womit auch die Kompensation der anodenseits frei werdenden Elektronen unterbunden ist. Die Erscheinung der von den Anodenelektronen bewirkten Kompensation der Kathodenladung zeigte sich auch bei den von Behnken vorgenommenen Versuchen, und zwar insofern, als sofort nach Aufhören der Schwingungen auch der Elektrometerfaden auf Null zurückging.

Dies ist eine für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie recht wichtige Eigenschaft der Photozelle, da das sofortige Zurückgehen des Ausschlages beim Aufhören der Schwingungen zur exakten Aufnahme von Morsezeichen unumgänglich nötig ist. Wäre jene Wirkung nicht an und für sich vorhanden, so müßte sie durch künstliche Mittel, etwa einen parallel geschalteten Flüssigkeitswiderstand herbeigeführt werden. Andererseits dürfen jene Kompensationsströme natürlich nicht zu hoch werden, da sonst die Ventilwirkung der Zelle zu ungünstig beeinflußt werden würde.

Da für den Zweck des Empfanges funkentelegraphischer Zeichen vermittelst einer Photozelle eine mit den Wellenzügen synchrone Beleuchtung der Zelle nicht herzustellen ist, mußte man auf ein anderes Mittel bedacht sein, um die von der Anode ausgehenden Elektronenströme in genügend kleinen Grenzen zu halten.

In ausreichender Weise kann man dies schon dadurch erreichen, daß man die Kathode aus dem lichtelektrisch sehr empfindlichen Kalium und die Anode aus dem sehr viel weniger empfindlichen Platin

1) l. c.

herstellt, und dafür sorgt, daß die Anode vom Kalium möglichst frei gehalten wird.

Die zu den Versuchen von Behnken benützte Zelle ist in Fig. 3 skizziert.

Die Kathode K ist ein kleines Stückchen Platindraht, das mit Kalium umgossen ist. Das Kalium wurde im Vakuum nur eingegossen und nicht überdestilliert, um einen Kaliumdampfniederschlag auf dem Platinbleche der Anode A zu vermeiden. Zur Erhöhung der Isolation ist die Anode durch ein Glasrohr eingeführt.

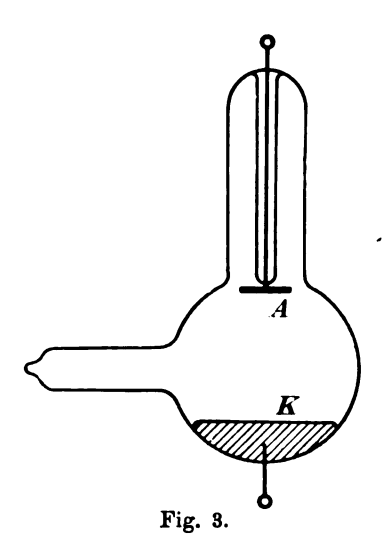


Fig. 3.

In Fig. 4 ist eine Schaltungsanordnung gezeichnet, mit der es ermöglicht ist, solche photoelektrische Zellen auf ihre Empfindlichkeit hin zu prüfen, und ihre Angaben mit denen eines Thermoelementes zu vergleichen.

Durch den Wellenstromlichtbogen P wird der geschlossene Schwingungskreis I, bestehend aus S und C, zu Schwingungen erregt.

Mit diesem Kreise ist durch die Spule S_1 der Sekundärkreis II gekoppelt, der aus den Spulen S_1, S_2, S_3, S_4 und dem Kondensator C_1 besteht.

Die Schwingungen des Kreises II werden nun einmal vermittelst der Koppelungsspulen S_4, S_5 auf den apperiodischen Tertiärkreis III übertragen, der das Thermoelement D enthält, dessen Thermostrom durch das parallel zur Blockierungskapazität C_2 gelegte Galvanometer

gemessen wird, während außerdem die durch die Koppelung S_3 S_6 in der Spule S_6 induzierte Spannung an die Kathode der Zelle Z gelegt ist. R ist wiederum der Widerstand zur Abnahme der Kompensationsspannung. Durch Veränderung der Koppelungsgrade zwischen S_3 und S_6 resp. S_4 und S_5 können die Ausschläge am Elektrometer und

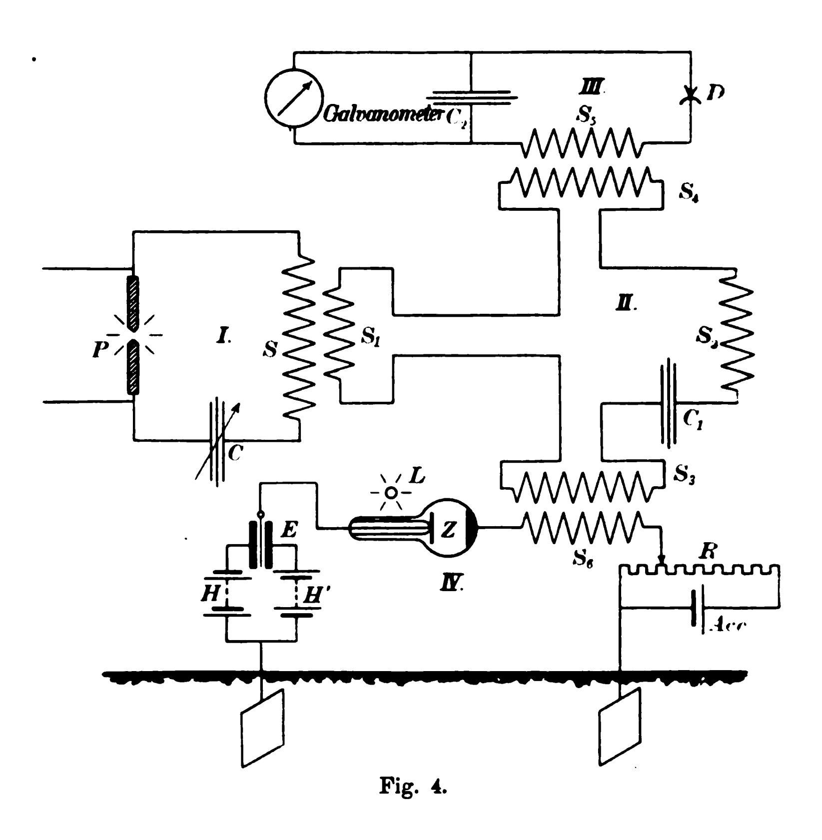


Fig. 4.

Galvanometer auf bequeme und gut vergleichbare Größen gebracht werden.

In Fig. 5 und 6 ist das Resultat einer solchen Messung graphisch dargestellt. Die Abszissen entsprechen der am Elektrometer abgelesenen Voltzahl, während die Ordinaten proportional sind den Wurzelwerten aus den am Galvanometer abgelesenen Ausschlägen, also auch annähernd proportional der effektiven Stromstärke im Kreise III. Die Kurven sind stets nach oben konvex gekrümmt, die Angaben der

Photozelle überwiegen also bei größeren Intensitäten die entsprechenden des Thermoelementes.

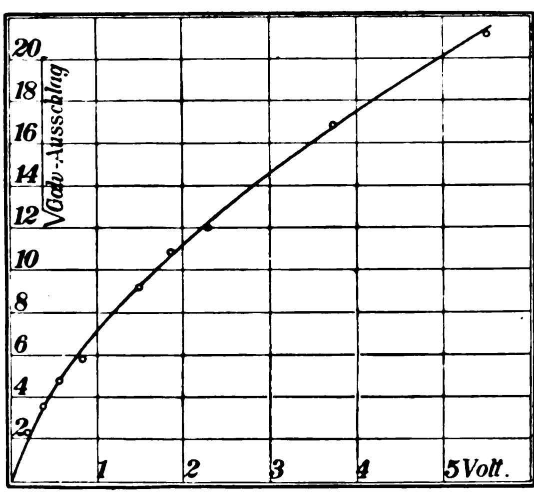


Fig. 5.

Der Charakter der Kurven bleibt stets der gleiche, wie auch das Verhältnis der auf die Zelle wirkenden Intensität zu der auf das Thermoelement wirkenden gewählt wurde. (Vgl. Fig. 5 und 6.)

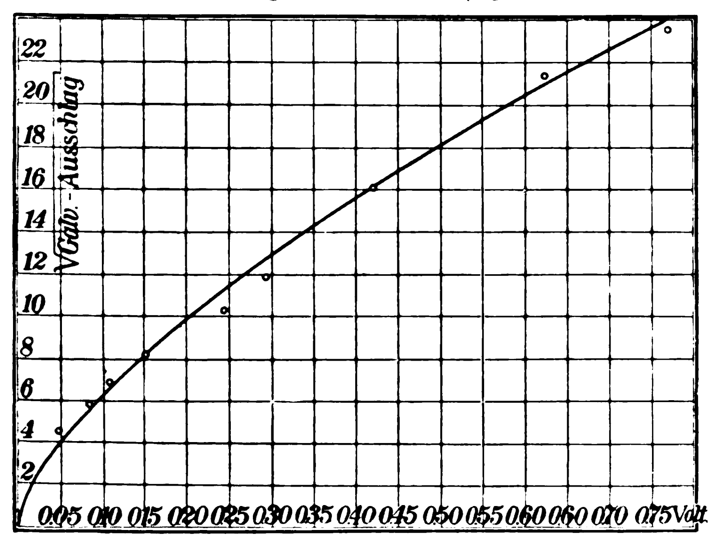


Fig. 6.

Behnken wird durch diese Tatsache zur Vermutung geführt, daß die Krümmung der Kurven auf Abkühlungsverluste im Thermoelement zurückzuführen ist, während die mit der Zelle gemessenen Werte wirklich den effektiven Stromstärken im Kreise II proportional sind. Die in Fig. 2 gegebene Schaltung ist zur Aufnahme funken-

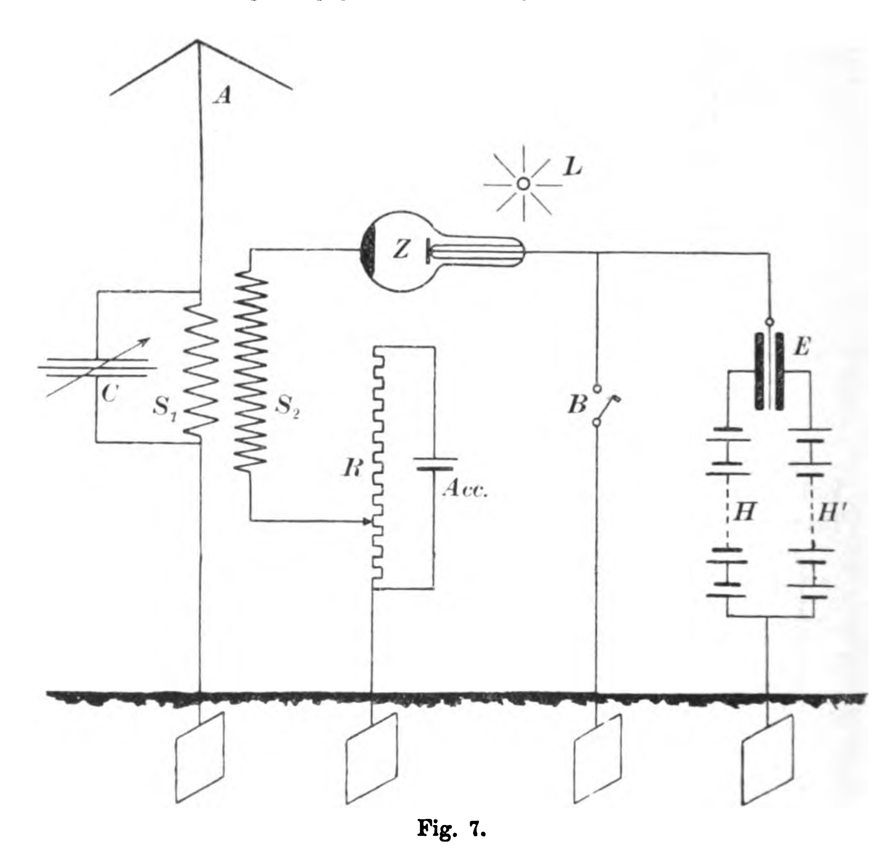


Fig. 7.

telegraphischer Zeichen jedoch noch wenig geeignet, angesichts des hohen Widerstandes der Zelle, der sie zum ausgesprochenen „Spannungsindikator" — im Gegensatze zu den sonst üblichen Stromindikatoren — spezifiziert. Man kann die Empfindlichkeit der Anordnung ganz beträchtlich steigern, wenn man die Zelle nicht, wie bis jetzt an die Verlängerungsspule selbst anlegt, sondern an eine zweite Spule S_2 (Fig. 7), die mit dieser fest gekoppelt ist und möglichst hohe Win-

dungszahl besitzt. Dadurch werden die auf die Zelle wirkenden Spannungsamplituden im Transformationsverhältnis erhöht und somit die Empfindlichkeit gesteigert.

Man ist somit wieder zu einer Schaltung zurückgekommen ganz gleichartig der in früheren Zeiten beim Fritter üblichen.

Man kann schließlich zur Zelle noch einen Kondensator parallel legen und vermittelst dieser das ganze Schwingungssystem in Resonanz bringen auf die zu empfangende Welle. Dann mißt die Anordnung die Spannung an diesem Kondensator, die unter Umständen und bei richtiger Ausnutzung der Resonanz erheblich höher sein kann als die an der Spule S_2 bei fehlender Kapazität herrschende.

Mit dieser Anordnung ist es **Behnken** gelungen, in Charlottenburg das Zeitzeichen von Norddeich mit 20—30 und das Eiffelturmzeitsignal mit etwa 4—5 Skalenteilen Ausschlag am Elektrometer zu empfangen. Die zum Empfang benutzte Antenne war ein einfacher 3 mm starker Kupferdraht von ungefähr 70 m Länge, der zwischen zwei Holztürmen in 15—20 m Höhe über dem Dache des Starkstromlaboratoriums der Physikalisch-technischen Reichsanstalt ausgespannt war.

Bezüglich der Widergabe der vermittelst eines photographischen Registrierapparates gewonnenen Bildes der Inklinationen des Elektrometerfadens bei Empfang von Zeitzeichen, Wettermeldungen und Zeitungstext aus Norddeich und vom Eiffelturm, sei auf die Originalarbeit verwiesen. Die Bilder lassen erkennen, daß es für die Aufnahme von Morsezeichen günstig ist, mit höherer Elektrometerfadenspannung zu arbeiten, wenn auch hierdurch die Empfindlichkeit herabgesetzt wird, da sonst infolge der Trägheit des zu sehr entspannten Fadens dieser bei einigermaßen raschen Gebetempo den Morsezeichen nicht mehr momentan folgen kann. Bei sehr starken atmosphärischen Störungen dagegen wird man gut tun, den Elektrometerfaden zu entspannen, wenigstens, wenn kein zu flottes Tempo gegeben wird. Die atmosphärischen Störungen, die ja wohl immer sehr rasch verlaufen, markieren sich dann infolge der erhöhten Fadenträgheit viel weniger, als die relativ langsamen Morsezeichen. **Ludwig Kühn.**

(Eingesandt 1. April 1915.)

Adresse des Referenten: Nürnberg, Mittlere Pirkheimerstr. 23 I.

Mitteilungen aus der Praxis.

Hochfrequenz-Amperemeter.[1]

Von **J. H. Dellinger.**

Die Instrumente zur Messung der radiotelegraphischen Ströme beruhen im allgemeinen auf dem Wärmeeffekt des Stromes. Man verwendet dünne Hitzdrähte, damit ihr Widerstand unabhängig von der Frequenz ist. Zur Messung starker Ströme schaltet man dann mehrere Drähte oder verschiedene Teile desselben Hitzdrahtes parallel oder ersetzt sie durch dünne Metallstreifen. Die Fehler, welchen diese Instrumente durch Änderung der Stromverteilung und des Widerstandes, sowie durch Wirbelströme, Kapazität und Induktion unterliegen, sind nun in der vorliegenden systematischen Untersuchung theoretisch und experimentell bestimmt worden. Die Untersuchungen erstrecken sich auf den Frequenzbereich von 100000—150000, der die im allgemeinen praktisch vorkommenden Fälle umschließt, und innerhalb dessen auch die wesentlichen Änderungen in der Stromverteilung auftreten. Die Beobachtungen erfolgen derart, daß das zu untersuchende Amperemeter mit einem Normalinstrument in Serie geschaltet und ihre Angaben bei hoher und niedriger Frequenz miteinander verglichen wurden (besondere Messungen hatten ergeben, daß die Angaben bei niedriger Frequenz dieselben waren wie bei Gleichstrom).

Das Normalinstrument für Ströme bis 0,3 Amp. bestand aus einem Eurekadraht von 0,05 mm Ø, das für Ströme bis 1,2 Amp. aus einem Kupferdraht von 0,08 mm Ø, der an zwei senkrechte Kupfersäulen angelötet war. Ihre Erwärmung wurde mit einem in der Mitte angelöteten Kupfer-Eureka-Thermoelement gemessen. Als Normalinstrument für Ströme bis zu 10 Amp. diente ein Kupferdraht von 0,1 mm Ø, der zwischen vier an den Ecken eines Rhombus von 10 cm Seitenlänge aufgestellten Kupfersäulen ausgespannt wurde. Die Stromzuführung erfolgte an zwei diagonal gegenüberliegenden Säulen; von den beiden anderen führten zwei Drähte zu einer Wheatstoneschen Brückenanordnung, um den Widerstand dieser Anordnung zu messen (es ist also im Prinzip die Paalzow-Rubenssche Bolometer Brückenanordnung, die aber in diesem Falle zur Messung starker Ströme verwendet wurde). Um den Draht noch mit 10 Amp. belasten zu können, wurde die

1) Genehmigter Abdruck aus „Ztschr. für Instrumentenkunde 5. Heft, Mai 1915, S. 116—119". Verlag Julius Springer, Berlin.

ganze Vorrichtung in Öl getaucht. Es wurde bei diesem Instrument die in beiden Drähten zusammen entwickelte Wärme gemessen, da die Bestimmung der in einem erzeugten nur dann richtige Resultate liefert, wenn beide Drähte genau gleiche Länge, Querschnitt, Widerstand und Anordnung haben. Die Angaben des benutzten Instrumentes sind völlig unabhängig von der Frequenz. Die Genauigkeit einer einzelnen Beobachtung mit den Normalinstrumenten betrug im allgemeinen 0,5 %, die der Mittelwerte 0,2—0,3 %. Wirbelströme in benachbarten Leitern sind ohne Einfluß auf die Angaben, so daß man die Instrumente unbesorgt in Metallgehäuse einbauen kann. Die Induktion der Zuleitungen ist wirkungslos, wenn sie nur von den Säulen aus auf einige Entfernung geradlinig so geführt werden, daß sie nirgends parallel zu den Meßdrähten laufen. Bei den großen Schwingungszahlen war die Kapazität der Instrumente und der Zuleitungen von Einfluß auf die Resultate, da aus dem einen Amperemeter ein dielektrischer Strom abfloß, welcher in dem anderen nicht mehr zur Messung kam. Der Fehler wurde schließlich dadurch vermieden, daß zu dem aus dem einen Instrumente abfließenden dielektrischen Strome ein äußerer Nebenschluß gelegt wurde.

Bei Amperemetern aus parallel geschalteten Drähten ist die gegenseitige Induktion der einzelnen Drähte und die dadurch veranlaßte ungleichförmige Stromverteilung von großem Einfluß. So ergaben sich bei einem Instrumente aus drei Kupferdrähten von 10 cm Länge und 0,08 mm Ø, die im gegenseitigen Abstande von 4 mm parallel zueinander ausgespannt waren, die folgenden Abweichungen, je nachdem das Thermoelement an dem mittleren (1) oder einem der äußeren (2) Drähte angelötet war.

	(1)		(2)	
Schwingungszahl/sec	ber.	beob.	ber.	beob.
150000	− 0,6 %	− 0,2 %	+ 0,3 %	+ 0,4 %
500000	− 3,4 „	− 3,0 „	+ 1,8 „	+ 1,3 „
1000000	− 6,1 „	− 5,3 „	+ 3,1 „	+ 2,8 „
1500000	− 7,4 „	− 6,0 „	+ 3,9 „	+ 3,6 „
∞	− 8,5 „		+ 4,3 „	

(Dabei bedeutet ∞ eine so große Schwingungszahl, daß der Ohmsche Widerstand vernachlässigt werden kann.) Daß die beobachteten Abweichungen kleiner als die berechneten sind, erklärt sich daraus, daß zwischen den Drähten ein Wärmeaustausch eintritt und dadurch die Temperaturverteilung gleichmäßiger wird.

Bei einem Amperemeter, das aus 7 Bronzedrähten von 8,6 cm Länge und 0,15 mm Ø bestand, von denen 6 im gegenseitigen Ab-

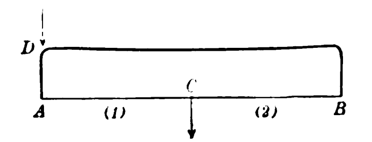
stande von 0,19 cm, der siebente dagegen in einem solchen von 0,95 cm ausgespannt waren, ergab die Rechnung, daß die Angaben bei der Schwingungszahl 100000 um 11 % und bei ∞ um 55 % zu groß waren; die Beobachtung lieferte die Werte 10 % für Schwingungszahl 100000 und 46 % für 750000. Die, wie die Beispiele zeigen, sehr großen, durch die gegenseitige Induktion veranlaßten Fehler können völlig vermieden werden, wenn man für die Hitzdrähte ein Material von höherem spezifischen Widerstande wählt, z. B. Platin oder noch besser Eureka, allerdings vorausgesetzt, daß man den Durchmesser nicht vergrößert. So erwiesen sich die Angaben des ersten aus drei Drähten bestehenden Instrumentes nach Ersatz der Kupferdrähte durch Eurekadraht von 0,05 mm Ø als unabhängig von der Frequenz.

Bei der Untersuchung einiger im Handel käuflicher Instrumente stellte sich heraus, daß auch die Selbstinduktion bei ungünstiger Anbringung der Zuführungen große Fehler verursachen kann. Spannt man z. B. vier parallele Drähte zwischen zwei vertikalen Metallschienen aus und bringt Stromzu- und -abführung an deren unteren Enden an, so führt der oberste Hitzdraht wegen der Selbstinduktion der Metallschienen 30 % weniger Strom als der untere. Dieser Fehler verschwindet, wenn man dafür sorgt, daß die Selbstinduktion der für die einzelnen Drähte in Betracht kommenden seitlichen Teile für alle Drähte dieselben Werte hat, was sich z. B. dadurch erreichen läßt, daß man den Strom an dem unteren Ende der einen Schiene zu- und an dem oberen Ende der anderen abführt. Beide, durch die gegenseitige und durch die Selbstinduktion veranlaßten Fehler kann man völlig vermeiden, wenn man die Hitzdrähte äquidistant auf dem Mantel eines Zylinders anordnet und den Strom an den Mittelpunkten der Zylinderenden zuführt, nur muß man darauf achten, daß die Widerstände sämtlicher Drähte einander gleich werden. Man kann ferner den durch ungleichförmige Stromverteilung verursachten Fehler praktisch dadurch ausschalten, daß man nicht den an einem, sondern den an sämtlichen Drähten erzeugten Wärmeeffekt mißt, da der Fehler, welcher durch Widerstandsänderung infolge ungleichförmiger Stromverteilung hervorgerufen wird, kleiner ist als vorher.

Bei Amperemetern mit parallel geschalteten Drähten erhält man also richtige Angaben, wenn man für die Hitzdrähte Material von großem spez. Widerstande wählt (vorausgesetzt, daß die Zuleitungen richtig angebracht sind) oder sie auf einem Zylindermantel anordnet, oder schließlich den gesamten Wärmeeffekt mißt.

Bei den Amperemetern, bei welchen mehrere Teile desselben Hitz-

drahtes einander parallel geschaltet sind, werden Fehler durch die Induktanz der Zuführungen zu den einzelnen Punkten des Hitzdrahtes und durch die gegenseitige Induktion der einzelnen Drahtteile aufeinander verursacht. Ferner ist die Lage der äußeren Zuführungen von großem Einfluß. Bei einem hier schematisch wiedergegebenen



Instrumente war der Hitzdraht AB, ein Kupferdraht von 9,8 cm Länge und 0,08 mm Ø, an die Enden der beiden senkrechten Teile eines Kupferdrahtes von 2,6 mm Ø angelötet. Die Zuleitungen erfolgten in der Mitte C von AB und in der Ecke D. Die Abweichungen bei Messung des Stromes in der Hälfte AB (1) und in der Hälfte CB (2) betrugen dann

	(1)		(2)	
Schwingungszahl/sec	ber.	beob.	ber.	beob.
150000	+ 4,5 %	+ 4,2 %	− 4,2 %	− 4,4 %
500000	+ 15,2 „	+ 14,3 „	− 15,4 „	− 15,0 „
1000000	+ 18,6 „	+ 17,7 „	− 19,4 „	− 18,7 „
1500000	+ 19,2 „	+ 19,1 „	− 20,3 „	− 19,5 „
∞	+ 20,0 „		− 21,1 „	

Ersetzung des Kupferdrahtes durch einen solchen von hohem Widerstande hat bei dieser Klasse von Instrumenten nicht eine so ausgesprochene Wirkung wie bei den Amperemetern mit Paralleldrähten. So sind die Abweichungen bei Platindraht noch merklich und verschwinden erst bei Eurekadraht.

Bei einem Amperemeter, bei welchem vier Teile des Hitzdrahtes einander parallel geschaltet waren, ergaben sich entsprechende Änderungen, deren Größe stark von der Lage der äußeren Zuleitungen abhingen; möglichst symmetrische Anordnung derselben ist von Vorteil.

Schließlich wurden noch Amperemeter mit dünnen Metallbändern untersucht. Wegen der mechanischen Ungleichmäßigkeiten kann man nur schmale Streifen zur Messung bei den Instrumenten benutzen, bei welchen die Streifenverlängerung als Maß für den Strom dient. Da jene aber nicht die nötige Strombelastung aushalten würden, hilft man sich dadurch, daß man aus dem Metallband einzelne Stücke ausschneidet; man erhält so gewissermaßen Instrumente mit mehreren parallel geschalteten Streifen. Die Messungen ergaben an einem Instrument aus einem 11,1 cm langen Phosphorbronzeband von $0{,}07 \times 6{,}2$ mm², in

dessen Mitte zwei Ausschnitte angebracht waren, so daß drei Streifen von $10 \times 1,2$ mm² mit einem Zwischenraum von 1,2 mm stehen blieben, die folgenden Abweichungen.

Schwingungszahl/sec	150000	500000	1000000	1500000
Messung am mittleren Streifen	+ 0,9 %	+ 4,6 %	+ 8,2 %	(+ 12,0 %)
„ „ äußeren „	+ 2,5 „	+ 8,6 „	+ 12,4 „	(+ 21,0 „)

Die Stromverteilung selbst ist noch ungleichmäßiger, da der Wärmeeffekt zum Teil durch Wärmeleitung und -konvektion kompensiert wird. Durch Verwendung eines Materials von höherem Widerstande werden die Abweichungen bei diesen Instrumenten gleichfalls sehr stark herabgedrückt. Auch in diesem Falle ist aber der Einfluß der Zuleitungen zu beachten. Lötet man z. B. ein ähnliches Band von hohem Widerstand und 0,7 mm Dicke an zwei starken Messingblöcken von quadratischem Querschnitte an, so ergeben sich die folgenden Abweichungen.

Schwingungszahl/sec	100000	300000	750000
Messungen am mittleren Streifen	0 %	− 4 %	− 11 %
„ „ äußeren „		+ 4 „	+ 8 „

Die Fehler lassen sich auf etwa 3 % (bei 750000 Schwingungen) verkleinern, wenn man die Messingblöcke keilförmig anschärft, so daß sie gewissermaßen allmählich in den Streifen übergehen. Günstig sind auch lange Messingschienen, die senkrecht zu dem Streifen stehen, und an deren freien Enden die Zuführungen angeschlossen werden. Völlig lassen sich sämtliche Fehler auch nur durch zylindrische Anordnung der Streifen, wie oben bei den Paralleldrahtinstrumenten beschrieben, vermeiden.

Berndt.

(Eingesandt 20. Mai 1915.)

Wir entnehmen dem Berliner Tageblatt folgende Notiz:

Englischer Ärger über Deutschlands „Telefunken“. Die von der englischen Marconistation Poldhu und die von dem Eiffelturm ausgehenden berüchtigten funkentelegraphischen Meldungen haben in den ersten Kriegsmonaten in der neutralen Welt zum Schaden Deutschlands viel Unheil angerichtet. Schon seit langem werden diese Tartarennachrichten jedoch durch die deutschen Funkenstationen berichtigt, und das Ausland erhält richtige Kriegsmeldungen jetzt direkt durch die Luft, so daß englische Zensoren sich nicht mehr zu bemühen brauchen. Der Ärger Englands über diese Respektlosigkeit gegenüber dem englischen Nachrichtenmonopol ist grenzenlos, und die Bestrebungen

der englischen Diplomaten laufen darauf hinaus, jeden direkten Verkehr zwischen den neutralen Staaten und Deutschland zu unterbinden.

Die englische technische Zeitschrift „Wireless World“ läßt in einem kürzlich erschienenen Artikel ihrem Ärger vollen Lauf. Sie berichtet zunächst über die umfangreiche Verwendung der englischen Stationen zur Übermittelung von Kriegsnachrichten an das Ausland und bemerkt hierzu:

„Auf gleiche Weise benutzen ‚teutonische‘ Telegraphisten die drahtlose Telegraphie. Wären ihre drahtlosen Meldungen auf Tatsachen begründet, so müßten deutsche Belagerungskanonen schon soweit vorgegangen sein, daß ihre Geschosse im Westen bei dem Freiheitsdenkmal und im Osten bei Tokio einschlagen. (!) Wir möchten jedoch unsere kritischen Leser daran erinnern, daß dies keineswegs Schuld der ‚drahtlosen Telegraphie‘ ist. Der schwerwiegende Punkt bei der ganzen Sache nämlich ist der: Hätten die Deutschen nicht rechtzeitig alle Möglichkeiten der drahtlosen Telegraphie erkannt und demzufolge Vorsorge getroffen, Großstationen zu errichten, so wären die zentraleuropäischen Mächte gegenwärtig von dem übrigen Teil der Welt gänzlich abgeschlossen, sowohl was Austausch von Nachrichten anbelangt, als auch von der Möglichkeit des telegraphischen Handelsverkehrs.“

Also auch auf diesem Gebiet ist der „Absperrungskrieg“ ein frommer Wunsch geblieben und wird's auch weiter bleiben.

Der krampfhafte Witz der „Wireless World“ entspricht ganz dem geistigen Niveau dieser Reklame-Zeitschrift, und der Geist des ganzen Artikels ist vom Geiste der amerikanischen „Neutralität“. E.

(Eingesandt 15. August 1915.)

Wir entnehmen der „Frankfurter Zeitung“ folgenden Artikel, den wir lebhaft begrüßen:

Die Deutschen Physiker und England. Wenn man die naturwissenschaftliche Literatur der letzten Jahre aufmerksam verfolgt hat, so kann man es nur mit Genugtuung begrüßen, wenn es sich auch in wissenschaftlichen Kreisen jetzt überall regt, die Anmaßungen unserer Feinde, im besonderen die der Engländer, zurückzuweisen und Maßnahmen zu treffen, die der deutschen wissenschaftlichen Forschung die Anerkennung verschaffen sollen, die sie verdient, die unsere Feinde ihr aber immer mißgönnt haben. Besonders in der physikalischen

Wissenschaft beginnt man dagegen Front zu machen. Das mag daran liegen, daß die Physik die Grundlage jeder Technik bildet, und daß deswegen der Neid der Engländer aus geschäftlichen Gründen hier gerade besonders scharfen Ausdruck gefunden hat. Verbitternd war ferner die Tatsache, daß ein bekannter deutscher Physiker, der als Gast der australischen Regierung die Tagung einer englischen wissenschaftlichen Gesellschaft besuchte, von der englischen Regierung in ein Konzentrationslager eingesperrt wurde, und daß die bekanntesten englischen Physiker (Bragg, Crookes, Fleming, Lamb, Lodge[1]), Ramsay, Rayleigh, J. J. Thomson), die vor dem Krieg von deutscher Seite oft über Gebühr beachtet worden sind, die deutschfeindliche Erklärung der englischen Gelehrten unterschrieben haben.

In einem bemerkenswert objektiven Aufsatz in den „Naturwissenschaften" bespricht Prof. Auerbach (Jena) den vom Ausland erhobenen Vorwurf, daß die Deutschen in der Wissenschaft nur Epigonenarbeit geleistet hätten, und daß alle umwälzenden wissenschaftlichen Neuerungen von den Engländern und Franzosen herrührten. So beginnt z. B. der französische Chemiker Wurtz seine Geschichte der Chemie mit den Worten: „La chimie est une science française"; so schreibt Oliver Lodge in der Einleitung zu seinem Buch „Moderne Anschauungen über Elektrizität": „Die großen, mit dem Fortschritt unserer Erkenntnis des Wesens der Elektrizität verknüpften Namen sind: Franklin, Cavendish, Faraday, Maxwell, zu denen man sich versucht fühlen könnte, noch den gewaltigen Namen eines William Thomson hinzuzufügen." Also nur Engländer (und der Amerikaner Franklin) haben die Elektrizitätslehre fortentwickelt. Diese Anmaßung ist eigentlich nur lächerlich, aber sie ist doch ernst zu nehmen, da wir sie in allen englischen Veröffentlichungen mehr oder weniger verschleiert wiederfinden. Oft ist es nur eben angedeutet, oft, und zwar in fast allen englischen zusammenfassenden Werken, die zum Teil recht verbreitet sind, so deutlich, daß der unwissende Leser den Schluß ziehen muß, den Lodge oben kaltblütig ausspricht, und daß der Fachmann diese Bücher nur als ein Referat über die englische Literatur werten kann. Der Aufsatz von Auerbach beschäftigt sich eingehend mit der Frage, welchen Anteil die verschiedenen Nationen an der Fortentwicke-

1) Das ist bei unserem Mitarbeiter Sir Oliver Lodge um so unverständlicher, als er noch zu Kriegsbeginn in einem Vortrag sich dahin äußerte, es sei „abominable wickedness", daß England Krieg führe mit einem Land wie Deutschland, das einen Heinrich Hertz und so viele andere bedeutende Männer hervorgebracht habe. E.

lung der Elektrizitätswissenschaft haben, und kommt zu dem Schluß, daß neben den genannten englischen Physikern, deren Verdienste voll gewürdigt werden, die Deutschen Hartmann, Guericke, Poggendorff, Seebeck, Weber, Gauß, Plücker, Hittorf, Neumann, Hertz und Helmholtz einen gleichwertigen Platz verdienen, ganz zu schweigen von den noch lebenden deutschen Physikern, von denen wir nur die Namen Röntgen, Lenard, Planck und Einstein nennen. Auerbach schließt seine Betrachtungen mit den Worten: „Jedenfalls ersieht man aus dem Vorstehenden, was es mit der Behauptnng — die Deutschen hätten niemals in der Wissenschaft etwas Selbständiges geleistet, sie verständen es nur, die Ideen von anderen zu übernehmen und weiter zu entwickeln — in Wahrheit für eine Bewandtnis hat. Gerade das Gegenteil ist der Fall: Im Auffinden neuer Tatsachen, in der Aufstellung neuer Theorien, im Aufbau systematischer Lehren stehen sie hinter keiner anderen Nation zurück, ja sie marschieren mit an der Spitze. Und wenn sie dazu ihre angeborene Begabung und der sittliche Ernst ihres Denkens in erster Linie befähigt, so werden sie — das braucht gar nicht geleugnet zu werden — noch ganz wesentlich unterstützt durch die unbefangene und emsige Art, wie sie die anderen Nationen bei ihrer Arbeit beobachten und das Gute nehmen, wo sie es als Gemeingut aller derer, die weiter arbeiten wollen, finden. Unsere jetzt kaum noch als solche zu bezeichnenden Stammesvettern jenseits des nunmehr so gefährlich gewordenen Kanals würden zweifellos noch mehr leisten, als sie es ohnehin schon tun, wenn sie sich nicht beinahe bewußt mit Scheuklappen ausrüsteten gegen alles, was nicht englisch ist und deshalb nach ihrer Meinung nicht verdient, für voll genommen zu werden.“ [1]) Neben dieser Äußerung eines einzelnen ver-

1) Bekanntlich ist nach englischer Auffassung nur der Engländer ein Mensch; alle anderen sind „foreigners“; nur die gründliche Ausrottung dieses lächerlichen Dünkels, wie er in der Unterscheidung zwischen einem „true born Englishman“ und einem „foreigner“ zum Ausdruck kommt, kann den Weg zu einer künftigen, auf gegenseitiger Gleichachtung beruhenden, dauernden Verständigung zwischen Deutschen und Engländern frei machen. (Vgl. meinen Aufsatz „Der englische Charakter als Ursache des jetzigen Weltkrieges“ in Polit. Anthrop. Monatsschrift XIV. Jahrg., Heft 2, 1915.) Liest man die unverschämten, von krassester Unkenntnis und heuchlerischer Verlogenheit zeugenden jüngsten Äußerungen von Sir William Ramsay über uns, die eines wahrhaften Gelehrten unwürdig sind, so scheint dieses Ziel allerdings noch in recht weiter Ferne zu liegen. Das deutsche Schwert muß auch hier erst seine Arbeit tun, wo Worte im harten Ohr erstarren. Die heuchlerischen Äußerungen von Ramsay lauteten: „Ich fürchte, daß das Entsetzen der ganzen zivilisierten Welt über den moralischen Verfall der Deutschen, wie er in Belgien und den besetzten Teilen Frankreichs und Rußlands zutage tritt, es äußerst unwahrscheinlich macht, daß die

dient aber ein Aufruf ganz besondere Beachtung, den die bekanntesten deutschen Physiker, nämlich Dorn, Exner, Hallwachs, Himstedt, König, Lecher, Lummer, Mie, Richarz, Riecke, v. Schweidler, Sommer-

---

internationalen Verbindungen mit Individuen dieses Volksstammes erneuert werden können, bevor nicht mehrere Generationen geboren und dahingegangen sind. Der Bannstrahl, der den deutschen Stamm zweifellos trifft, wird sich auch auf manche Personen erstrecken, deren bisher offenbarte Eigenschaften es als unwahrscheinlich erscheinen lassen, daß sie die Handlungen ihrer Führer entschuldigen. Aber leider fürchte ich, es wird unmöglich sein, eine Grenze zwischen Schuldigen und Unschuldigen zu ziehen. Internationale Zusammenkünfte wird man sicher auch in Zukunft abhalten, aber nur unter der Voraussetzung: deutsche und österreichische Vertreter müssen ausgeschlossen bleiben. Wissenschaftliche Verdienste sollten zwar immer von Wissenschaftlern ohne Ansehen der Nation anerkannt werden, aber wenn wirklich ein Versuch gemacht werden sollte, die früheren freundschaftlichen Beziehungen mit Deutschen und Österreichern wieder in der Weise anzubahnen, daß man sie zu wissenschaftlichen Kongressen zuläßt(!), so ist es absolut sicher, daß kein anderer dorthin gehen und mit ihnen zusammensitzen wird.“ Bekanntlich hat die Deutsche Chemische Gesellschaft beschlossen, ihr famoses Ehrenmitglied Ramsay erst nach Friedensschluß wegen seiner beleidigenden und gehässigen Äußerungen zur Rechenschaft zu ziehen. Das ist übertriebene Nachsicht! Solche Patrone wirft man einfach zum Tempel hinaus, die überhaupt einzig richtige Form des Umgangs mit derartigen Söhnen Albions!

Im übrigen kann jeder Urteilsfähige sehen, daß England auf allen Gebieten rückständig ist, was ohne Zweifel auch eine Folge seines nationalen Dünkels ist. Ramsay, der noch kürzlich in arroganter Ignoranz in der „Nature“ (No. 2377 „British inventiveness“) die Worte äußerte: „The German lacks originality, but is content to form a cog in a system of wheels directed from above, nor are the brains of this human machine original; they have learned how to appropriate and render commercial the ideas of inventors, chiefly those of the non-Germanic nations“ sollte lieber die Worte eines amerikanischen Gelehrten in einer Rede betitelt „First get the facts“ beherzigen: „Consistency is the virtue of weak minds. Truth is progressively revealed and one must readjust himself in thought and action to the greater knowledge of truth that we ought continually to gain“ (aus: Address of the Hon. William C. Redfield, Secretary of Commerce, before the Case School of applied Science, Cleveland, Ohio 27. V. 1915), damit ihm ein Licht aufgehe, daß Deutschlands Stellung und Leistungen in der Wissenschaft das eigentliche Fundament seiner jetzt offenbarten Macht sind.

In einem weiteren Artikel „Future competition with Germany“ (Nature No. 2391, 1915), in dem die Mai-Juni-Nummer des „Bulletin d'encouragement pour l'industrie nationale“ referiert wird, schreibt Ramsay zum Schluß: „The impression gained from these articles is that German trade is largely fraudulent (in großem Umfange betrügerisch!!), sometimes honest (nur manchmal ehrlich), always methodical; that it is regarded as the duty of the German State to support it by all means, moral or immoral (!).“ Mit solcher Gesinnung kann man sich nur „fraudulently“ einen Wissenschaftler nennen. Wenn Ramsay wirklich ein bedeutender Mensch und Gelehrter wäre, so hätte er, anstatt auf Deutschland zu schimpfen, in der Stille mit der Reformation — nach wissenschaftlichen Grundsätzen — der englischen chemischen Industrie begonnen, die sich in einem Zustande jammervoller Hilflosigkeit befindet. Eichhorn.

feld, Stark, M. Wien, W. Wien und Wiener an alle deutschen Physiker in Form eines Flugblattes gerichtet haben. Nachdem die langjährigen Versuche, mit den Engländern zu einem besseren gegenseitigen Verständnis zu kommen, gescheitert sind, ist es nach ihrer Meinung dringend notwendig, daß der unberechtigte englische Einfluß, der in die deutsche Physik eingedrungen ist, beseitigt wird. Sie schreiben:

„Es kann sich selbstverständlich nicht darum handeln, die englischen wissenschaftlichen Ideen und Anregungen abzulehnen. Aber die so oft getadelte Ausländerei der Deutschen hat sich auch in unserer Wissenschaft so bemerkbar gemacht, daß es nötig erscheint, darauf hinzuweisen.

Nach diesem Hinweis beschränken wir uns zunächst darauf, vorzuschlagen, daß alle Physiker dahin wirken

1. daß bei der Erwähnung der Literatur die Engländer nicht mehr, wie es vielfach vorgekommen ist, eine stärkere Berücksichtigung finden als unsere Landsleute;

2. daß die deutschen Physiker ihre Abhandlungen nicht in englischen Zeitschriften veröffentlichen, abgesehen von Fällen, in denen es sich um Erwiderungen handelt;

3. daß die Verleger nur in deutscher Sprache geschriebene wissenschaftliche Werke, und Übersetzungen nur dann aufnehmen, falls es sich nach fachmännischem Urteil um ganz bedeutende literarische Leistungen handelt;

4. daß Staatsgelder auf Übersetzungen nicht verwendet werden."

Es mag Leute geben, die mit den herrschenden wissenschaftlichen Verhältnissen nicht vertraut und deswegen der Meinung sind, derartige nationale Absonderung in wissenschaftlichen Fragen sei bei dem internationalen Charakter der Wissenschaft zu verwerfen und führe zu wissenschaftlicher Selbstüberhebung und zu wissenschaftlichem Zerfall. Wenn man aber sieht, wie schon vor dem Krieg die ausländische, insbesondere die englische Forschung jeden deutschen Einfluß zu unterdrücken suchte und jedem deutschen wissenschaftlichen Verdienste die Anerkennung versagte, und wenn das, wie eingangs geschildert, dazu führt, daß in der Buchliteratur die deutschen wissenschaftlichen Leistungen einfach übergangen werden, dann bleibt nichts anderes übrig, als sich künftig zu wehren. Auch auf diesem Gebiete sind wir die Angegriffenen, deren Tatenlosigkeit als Schwäche gedeutet würde. Dr. L.

(Eingesandt 15. August 1915.)

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Das D.R.P. Nr. 284121 von Dr. Hermann Starke in Greifswald betrifft eine Anordnung zur Speisung von Transformatoren von einer Gleichstromquelle aus mit den durch einen rotierenden Schlüssel bewirkten Ladeimpulsen von Kondensatoren. Um die Umsetzung größerer Energiemengen und insbesondere eine schnelle Aufeinanderfolge der Impulse in der Frequenzstufe höherer Töne zu ermöglichen, ohne daß Funkenbildung und Kurzschlußgefahr eintritt, ordnet Starke

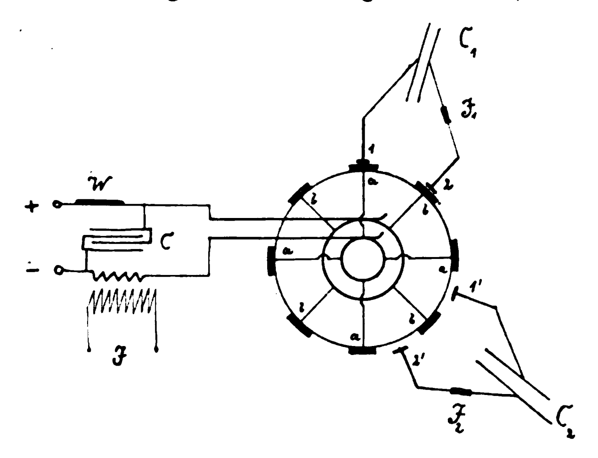


Fig. 1.

am rotierenden Schlüssel zwei (oder mehr) Schleifbürstenpaare (1, 2, 1′, 2′ in Fig. 1) an, die abwechselnd Kontakt mit den Sektoren *a*, *b* des Schlüssels herstellen und von denen jedes mit einem eigenen gleichen Kondensator (C_1 C_2) in Verbindung steht. Dabei können entweder die Ladungsimpulse aller Kondensatoren die Primärspule eines und desselben Transformators durchsetzen, der, wie J in Fig. 1 in die Leitung zur Stromquelle zu schalten ist, oder es kann jeder einzelne Kondensator einen besonderen, ihm zugeschalteten Transformator speisen (bei J_1, J_2 in Fig. 1). Jeder dieser Transformatoren betätigt den gleichen Senderkreis. Die einzelnen Bürstenpaare sind, wenn ein reiner Ton erzielt werden soll, so anzuordnen, daß sämtliche Momente von Kontaktschließungen in gleichen Zeitdifferenzen aufeinanderfolgen. Die Kontaktfrequenz wird durch die beschriebene Anordnung im Verhältnis der Anzahl von Bürstenpaaren gegen die Grundfrequenz bei einem Bürstenpaar erhöht, ohne daß damit eine Kurzschlußgefahr

herbeigeführt wird oder die Lichtbogenbildung vermehrt wird. Bereits mit verhältnismäßig geringen Drehgeschwindigkeiten sind Kontakte im Rhythmus höherer Töne ohne störende Funkenbildung am Schlüssel zu erreichen. Je höher die Kontaktfrequenz ist, um so kleiner kann natürlich die Energie des Einzelimpulses, d. h. also die Kapazität des primären Kondensators gemacht werden. Bei Tonvariation, sei es durch Änderung der Drehgeschwindigkeit, sei es durch An- und Abschalten von Bürstenpaaren oder Sektoren, werden also zweckmäßig entsprechende Änderungen der Kapazität des Primärkondensators vorgenommen. Anstatt mit feststehenden Bürsten und rotierenden Sektoren kann natürlich der Schlüssel auch umgekehrt eine Ausführung mit festen Sektoren und drehbaren Bürstenpaaren erhalten. Die Bürsten können auch durch massive Elektroden in kleinen Abständen ersetzt werden. *W* ist ein in die Speiseleitung eingeschalteter Widerstand; nicht erforderlich, aber unter Umständen von Vorteil ist in bekannter Weise die Einschaltung einer sehr großen Kapazität bei *C*.

Dr. Ing. R. Goldschmidt in Berlin hat sich durch D. R. P. Nr. 285306 ein Verfahren zur Verminderung der Beanspruchung der Isolation bei Wechselstrommaschinen und ähnlichen Apparaten, insbesondere Hochfrequenzmaschinen, schützen lassen. Er geht dabei von folgenden Überlegungen aus: Bei gewöhnlichen Wechselstrommaschinen sind beide Pole isoliert. Die Isolation der Wickelung ist dann nur mit der Hälfte der Klemmenspannung gegen Erde (Körper) beansprucht. Muß dagegen ein Pol an Erde gelegt werden, wie es besonders bei Hochfrequenzmaschinen der Fall ist, so wird die Wickelungsisolation mit der vollen Klemmenspannung beansprucht. Bei dem Verfahren nach D. R. P. Nr. 285306 wird nun bezweckt, die Isolation weniger zu beanspruchen, und zwar wird dieser Zweck dadurch erreicht, daß zwischen einer Klemme der Maschine und der Erde ein Kondensator oder andere Abstimmittel eingeschaltet werden. Die Selbstinduktion und Kapazität dieser Abstimmittel sind im allgemeinen so gewählt, daß sie mit der Selbstinduktion einer Hälfte der Wickelung für die von der Maschine gelieferte Frequenz in Resonanz sind. Dadurch wird die maximale Spannung zwischen Wickelung und Körper nur halb so groß, als wenn ein Pol der Wickelung unmittelbar an Erde liegt. Dies ist ohne weiteres aus den Spannungsdiagrammen ersichtlich, wie sie in Fig. 2 ohne Kondensator und in Fig. 3 mit Kondensator dargestellt sind. In den Figuren bedeuten: *a* die Antenne, *m* die Maschine, *e* die Erdung und *c* der Kondensator. Es ist selbstverständlich, daß das Verfahren auch sinngemäß für Transformatoren und ähnliche Apparate zu verwenden ist. Ist es aus irgendeinem Grunde zweckmäßig, dem

Kondensator eine andere Größe zu geben, als oben angegeben, so daß er auf einen anderen Bruchteil der Wickelung als gerade die Hälfte abgestimmt ist, so wird auch hierbei eine entsprechende Verminderung der Isolationsbeanspruchung eintreten, wenn auch in geringerem Maße, da der zuerst erwähnte Fall im allgemeinen ein Optimum darstellt. Ist jedoch die Wickelung durch innere Abstimmittel getrennt, so wird gerade das Optimum erreicht, wenn der zwischen einem Pol und Erde eingeschaltete Kondensator auf die Hälfte einer Wickelungsabteilung abgestimmt ist.

Das D. R. P. Nr. 285425 der Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in

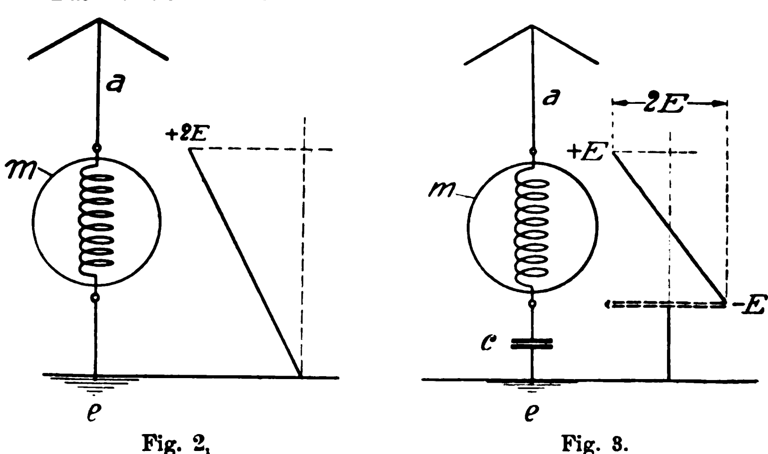


Fig. 2. Fig. 3.

Berlin betrifft eine offene Serienfunkenstrecke zur Erzeugung tönender Funken nach dem Wienschen Verfahren. Bei dem Wienschen Verfahren zur Erzeugung schwach gedämpfter elektrischer Schwingungen durch Stoßerregung ist eine ausreichende Kühlung der Funkenstrecke von größter Bedeutung. Man hat bisher solche Funkenstrecken als abgeschlossene Funkenstrecken ausgeführt. Die Kühlung solcher Funkenstrecken wurde dadurch erreicht, daß man entweder besondere Kühlkörper verwendete, die zwischen die Funkenstreckenelektroden gelegt wurden, oder Kühlrippen, die mit den Funkenstreckenelektroden zu einem Stück vereinigt waren. Solche Funkenstrecken sind verhältnismäßig schlecht gekühlt, weil die kühlende Luft nicht unmittelbar der Funkenstrecke zugeführt werden kann, sondern erst über einen relativ langen Weg durch Vermittelung der Rippen bzw. der Kühlkörper wirksam wird. Die Kühlkörper müssen daher, wenn sie eine einigermaßen hinreichende Ableitung der Wärme hervorbringen sollen, verhältnismäßig groß sein. Dadurch ist aber eine beträchtliche Ver-

größerung der äußeren Abmessungen und des Gewichts der Funkenstrecke gegeben, ein Nachteil, der sich besonders bei transportablen Stationen bemerkbar macht. Bei solchen Funkenstrecken ist daher die Stoßerregung nur unter Aufwendung großer Metallmassen oder künstlichen Zuges durch Ventilatoren zu erreichen. Bei der Funkenstrecke nach D. R. P. Nr. 285425 sind diese Nachteile dadurch vermieden, daß die Funkenstrecke in an sich bekannter Weise offen und alle ihre Teile der kühlenden Luft unmittelbar zugänglich sind. Dabei sind ihre Dimensionen außerordentlich klein und ihr Gewicht dementsprechend gering. Die Schwierigkeit, eine offene Funkenstrecke zu bauen, deren Dimensionen einerseits möglichst klein sind, dabei aber den Funken eine große Fläche zum Übergang zwecks notwendiger Kühlung bieten, ist dadurch überwunden worden, daß die in an sich bekannter Weise als Ringe ausgebildeten Elektroden auf scheibenförmigen Elektrodenträgern angeordnet sind, deren Naben im wesentlichen radiale und zentrale Luftkanäle besitzen, die miteinander in Verbindung stehen. Es ist hierdurch erreicht, daß die Funkenstrecke gerade nur so viel Metall besitzt, wie zum Halten der wirksamen Elektrodenfläche notwendig ist. Diese wenigen Metallmassen sind andererseits in so großen und in all ihren Teilen der Luft zugänglichen Flächen vorhanden, daß eine ideale Kühlung der Funkenstrecke erreicht wird. In Fig. 4 sind zwei Elemente der Funkenstrecke in einem axialen Schnitt gezeichnet. Die beiden z. B. aus Messing bestehenden scheibenförmigen Elektrodenträger *a* und *b*, an die sich zu beiden Seiten weitere Elemente anreihen können, sind durch eine Glimmerscheibe *c* voneinander isoliert und tragen die aus Edelmetall bestehende Elektrode *d*, zwischen denen der Funke überspringt. Die Elektroden sind in bekannter Weise elliptisch gewölbt. Jeder Elektrodenträger besitzt eine ringsum laufende Aushöhlung *e*, die am Rande offen ist und durch im wesentlichen radiale Kanäle *f* mit den zentralen Kanälen *g* in Verbindung steht. Weitere Kanäle *h* verbinden den zentralen Kanal g mit den Hohlräumen *i* zwischen den Elektrodenträgern. Jede Elektrode wird, um die Herstellung zu erleichtern, zweckmäßig durch eine zur Mittelachse senkrechte Ebene *k* in zwei gleiche Teile geteilt.

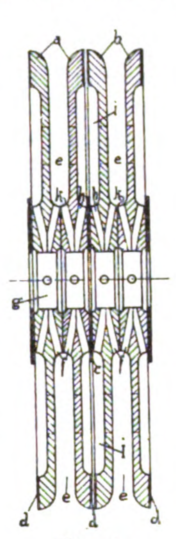


Fig. 4.

Die Firma Reiniger, Gebbert & Schall Akt.-Ges. in Berlin hat sich durch D. R. P. 283539 eine Entladungsstrecke mit geringer

Elektrodenentfernung schützen lassen. Die wesentlichen Merkmale dieser Entladungsstrecke bestehen darin, daß mindestens ein Teil der den Weg für Oberflächenentladungen (den sogenannten Kriechweg) zwischen den Elektroden bildenden Oberfläche des die beiden Elektroden der Entladungsstrecke voneinander elektrisch trennenden Isolierstoffes durch eine zwischen sich und einer der Elektroden nur einen schmalen Spalt frei lassende Scheidewand von dem Raume getrennt ist, in welchem die Entladungen zwischen den Elektroden selbst vor sich gehen; die Breite des Spaltes muß natürlich ihrem Betrage nach oberhalb der Schlagweite der an der Entladungsstrecke herrschenden elektrischen Spannung als unterer Grenze bleiben, kann jedoch bei kurzen Entladungsstrecken stets so gering bemessen werden, daß alles, was hinter der Scheidewand liegt, vor den in dem die Entladungsstrecke enthaltenden Raume sich bildenden Ausscheidungen völlig geschützt ist. Dadurch wird eine wesentliche Vergrößerung der Betriebssicherheit der kurzen Entladungsstrecken und der Dauer ihrer Gebrauchsfähigkeit ermöglicht. Die Scheidewand wird zweckmäßig aus einem den Entladungsraum eng umschließenden, zweckmäßig aus feinmaschigem Drahtnetz gebildeten Korb gebildet. Bei elektrischen Entladungsstrecken, wie sie beispielsweise in Einrichtungen zur Erzeugung schneller elektrischer Schwingungen angewandt werden, bildet sich nämlich im Laufe ihres Betriebes auf den in ihrer Nähe befindlichen Körpern, so vor allem auf den zur elektrischen Trennung der Elektroden der Entladungsstrecke voneinander dienenden Isolierkörpern, ein Metall- oder Rußniederschlag. Dieser verschlechtert die Isolation und bewirkt dadurch ein zumal bei Einrichtungen für ärztliche Zwecke sehr unerwünschtes unregelmäßiges Arbeiten und nach verhältnismäßig kurzer Zeit ein Unbrauchbarwerden der Entladungsstrecke. Diesem Nachteil wird durch die Erfindung für kurze Entladungsstrecken, wie sie gerade auf dem Gebiete der ärztlichen, aber auch bei sonstigen Anwendungen der hochfrequenten elektrischen Ströme gegenwärtig vielfach Verwendung finden, abgeholfen. In Fig. 5 und 6 sind zwei beispielsweise Ausführungsformen der Entladungsstrecke im Längsschnitt dargestellt. In der in Fig. 5 abgebildeten Ausführungsform wird die Entladungsstrecke durch die beiden ringförmigen Elektroden *a* und *b* gebildet, deren jede nach innen zu einen Fortsatz *c* besitzt, durch den sie mittels zweier den Fortsatz *c* umgreifender Isolierkörper *d* und *e* und diese festklemmender Hülsen *f* und *g* an der axialen Säule *h* längsverschieblich befestigt ist. Durch entsprechende, zwischen die einander benachbarten Flächen der Hülsen *f* eingefügte Zwischenlagen *i* läßt sich die Entfernung der Elektroden *a* und *b* voneinander auf den

jeweils gewünschten Betrag einstellen. Geben zwischen den Elektroden elektrische Entladungen über, so können sich leitende Niederschläge nur auf den der Entladungsstrecke zugewandten Oberflächenteilen der Hülsen *f* und der Isolierkörper *d* bilden, nicht aber in merklichem Ausmaße durch den zwischen jedem der Isolierkörper *d* und seiner zugehörigen Elektrode *a* bzw. *b* frei bleibenden engen, ringförmigen Spalt *k* bzw. *l* hindurchdringen. Dadurch ist alles hinter dem Spalt *k* bzw. *l* Liegende, also auch der von dem Spalt bis zu dem Elektrodenfortsatz *c* reichende Teil der Oberfläche des Isolierkörpers *d* sowie der Isolierkörper *e* vor allen von der Entladungsstrecke herrührenden Ver-

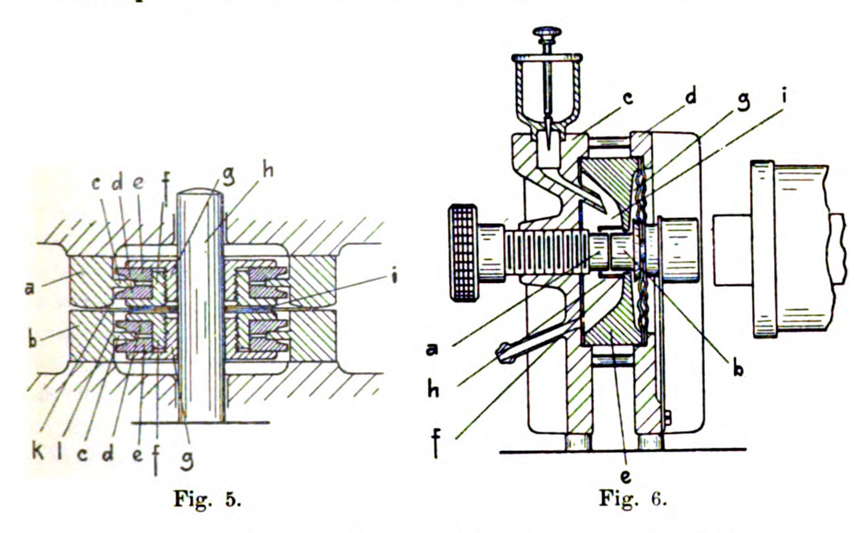


Fig. 5. Fig. 6.

unreinigungen geschützt. Fig. 6 zeigt eine aus zwei stiftförmigen Elektroden, einer fest, aber mittels Schraubengewindes einstellbar *a* und einer federnd angeordneten Elektrode (*b*) gebildete Entladungsstrecke. Der die beiden die Elektroden tragenden Teile *o* und *d* auseinanderhaltende Isolierkörper *e* reicht auch hier so nahe an die eine Elektrode *b* heran, daß zwischen ihm und der Elektrode *b* nur ein schmaler Spalt *f* frei bleibt, durch welchen hindurch Verunreinigungen von der Entladungsstrecke aus nicht auf die Rückseite *g* des Isolierkörpers *e* gelangen können. Arbeitet die Entladungsstrecke in einer wenn auch geringe Explosionen ermöglichenden, beispielsweise Leuchtgas oder, wie etwa in der in Fig. 6 wiedergegebenen Ausführungsform, Alkoholdampf enthaltenden Atmosphäre, so erweist es sich als vorteilhaft, sie noch mit einem zweckmäßig aus feinmaschigem Drahtnetz gebildeten Korb *h* eng zu umgeben und dadurch Explosionen in dem

außerhalb *h* gelegenen Raum *i* zu vermeiden, die, wenn man sie auftreten ließe, Verunreinigungen durch den Spalt *f* möglicherweise würden hindurchtreiben können.

Das D. R. P. Nr. 284088 von **Miroslav Plohl** in Zara (Österreich) betrifft ein Verfahren zur Frequenzsteigerung eines Wechsel-

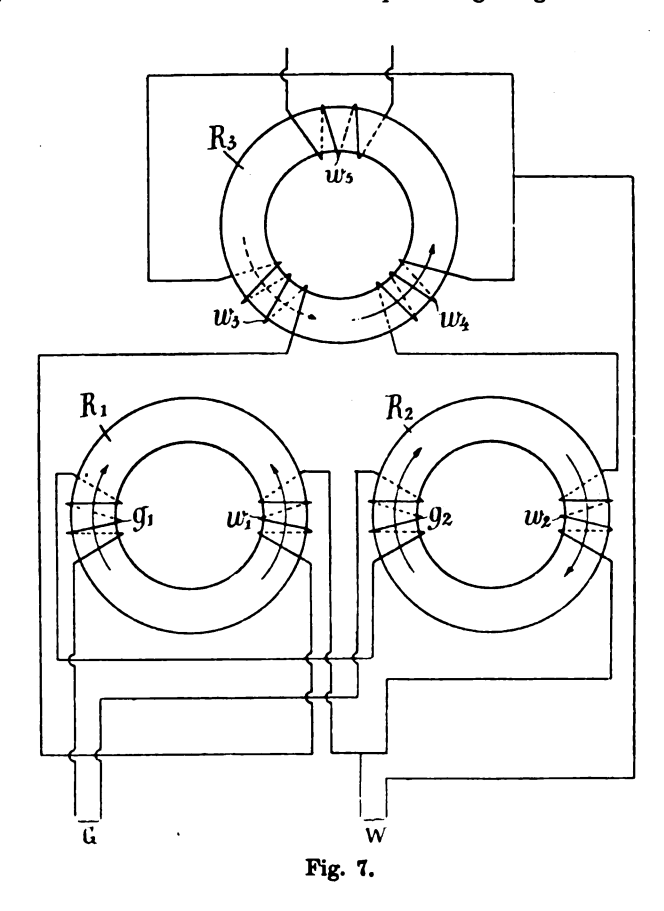


Fig. 7.

stromes, bei dem der Wechselstrom durch hilfsmagnetisierte Drosseln mit ferromagnetischen Kernen in seine zwei Hälften zerlegt wird, die in verschiedenen Stromzweigen fließen. Die so getrennten pulsierenden Ströme werden zum Zwecke der Frequenzmultiplikation in einem anderen Induktionsfelde derart zur Wirkung gebracht, daß sie in demselben einen Kraftlinienfluß von konstanter Richtung und einer dem Wechselstrom entsprechend sich ändernden Intensität erregen, der in

einer besonderen Wickelung einen Wechselstrom von doppelter Frequenz induziert. Der so erhaltene Sekundärstrom kann nun zwecks weiterer Frequenzerhöhung in die Wechselstromprimärwickelungen entweder derselben oder einer weiteren Einrichtung geführt werden. Fig. 7 zeigt schematisch eine Anordnung zur Ausführung dieses Verfahrens. Zwei Ringe oder andere passende Körper R_1 und R_2 tragen Gleichstromwickelungen g_1 und g_2 und Wechselstromwickelungen w_1 und w_2. Die Wickelungen g_1 und g_2 sind hintereinander verbunden und von einer Gleichstromquelle G gespeist; die Wickelungen w_1 und w_2 werden in eine Wechselstromleitung W parallel eingeschaltet. Die Wickelungen g_1, w_1 und g_2, w_2 sind derart angeordnet, daß die vom Gleichstrom erzeugten Kraftlinienflüsse in den Ringen R_1 und R_2 gleiche, die vom Wechselstrom herrührenden Flüsse jedoch jeweils verschiedene Richtung haben (siehe die Pfeile in Fig. 7). Der Wechselstrom W wird größtenteils durch jene Wickelung (w_1 bzw. w_2) fließen, in welcher der von ihm erzeugte Kraftlinienfluß dem des Gleichstromes gleichgerichtet ist, weil in dieser Wickelung der effektive Widerstand kleiner ist als in der anderen Wickelung. Der Wechselstrom wird also während einer halben Periode größtenteils durch die Wickelung w_1 und während der zweiten Hälfte der Periode durch die Wickelung w_2 seinen Weg nehmen. Nach der in der Zeichnung angedeuteten momentanen Kraftlinieneinrichtung fließt der Wechselstrom größtenteils eben durch die Wickelung w_2. Zu der Einrichtung gehört noch ein dritter Ring R_3, der mit Wickelungen w_3, w_4, w_5 versehen ist, von denen die Wickelungen w_3 und w_4 in den Stromkreis der Wickelungen w_1 und w_2 eingeschaltet sind. Nach dem Vorhergesagten ist klar, daß während der einen Periodenhälfte des Wechselstromes dieser größtenteils durch die Wickelung w_3 und während der anderen Periodenhälfte durch die Wickelung w_4 fließen wird. Durch sinngemäße Anordnung der Wickelungen w_3 und w_4 läßt sich erreichen, daß der durch dieselben im Ringe R_3 erregte magnetische Fluß stets die gleiche Richtung beibehält, wobei sich seine Intensität dem Wechselstrom entsprechend periodisch ändert. Dieser magnetische Fluß erregt in der Wickelung w_5 einen elektrischen Strom, dessen Frequenz gegenüber der des Wechselstromes w doppelt so groß ist. Anstatt des Ringes R_3 können zwei voneinander getrennte Induktionsfelder für je eine Wickelung w_3 und w_4 und mit je einer sekundären Wickelung w_5 benutzt werden, in welchem Falle die Wickelungen w_5 der beiden Induktionsfelder entweder durch die Parallel- oder durch Hintereinanderschaltung miteinander verbunden werden können. In dieser Weise kann die Frequenz eines Wechselstromes nach der Formel $n \cdot 2^x$ gesteigert werden,

wenn der in der Windung w_5 induzierte Strom entweder in Primärwickelungen (w_1 und w_2) von weiteren ähnlichen Einrichtungen (Kaskadenschaltung) oder wieder in die Wickelungen w_1 und w_2 einer und derselben Einrichtung eingeführt wird. Dabei finden Abstimmungselemente und Drosselspulen in bekannter Weise sinngemäße Anwendung. Anstatt zweier Ringe R_1 und R_2 kann auch nur ein Ring mit einer Wickelung g und zwei einander entgegengesetzt wirkende Wickelungen w_1 und w_2 benutzt werden.

Einen Frequenzverdoppler für Hochfrequenz, bei dem das Verhältnis der primären Wechselstrom- zu den Gleichstromamperewindungen gleich 2 ist, betrifft das D. R. P. Nr. 283255 der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft in Berlin. Die Kennzeichen bestehen darin, daß die sekundäre Sättignng möglichst gleich dem mit der Summe der Erregeramperewindungen erreichbaren Höchstwert der Sättigung ist; hierdurch wird bezweckt, bei gegebener sekundärer Sättigung mit kleinstmöglichem Magnetisierungswechselstrom auszukommen. Die in der Patentschrift enthaltenen umfangreichen theoretischen Ableitungen können hier wegen Raummangel im Auszug nicht wiedergegeben werden, so daß Interessenten auf das Studium dieser Patentschrift selbst verwiesen werden müssen.

Das D. R. P. Nr. 284603 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin betrifft eine Einrichtung zum Verringern des Einflusses der Tourenschwankung bei Hochfrequenzmaschinen unter gleichzeitiger Beseitigung störender Töne. Bei allen bisher bekannten Hochfrequenzmaschinen ist bekanntlich die erzeugte Periodenzahl der Maschinenumdrehungszahl proportional. Um eine konstante Welle auszusenden sind bisher zahlreiche automatische Tourenfeinregulierungsvorrichtungen vorgeschlagen und erprobt worden. Versuche in der Beziehung haben ergeben, daß unter Umständen keine dieser Vorrichtungen auch nur das geringste Resultat gibt. Nimmt man den einfachsten Fall, bei welchem durch die Hochfrequenzmaschine ein Wechselstrom höchster Frequenz erzeugt wird, welcher direkt der hierauf abgestimmten Sendeantenne zugeführt wird, so wird die Tourenzahl, bei welcher volle Leistung abgegeben wird, abhängig sein von der Resonanzkurve der Antenne für diese Welle. Sobald durch Änderung der Tourenzahl die Maschine aus dem Maximum dieser Resonanzkurve herauskommt, ist sie entlastet und wird, wenn das Herausgehen nach der Seite der höheren Touren erfolgt, durchgehen. Selbst die feinsten Regulatoren können in diesem Falle nichts helfen. Gemäß D. R. P. Nr. 284603 soll dieser Übelstand dadurch vermieden werden, daß in den Wechselstromkreis der Maschine, d. h. in die Antenne, ein Wider-

stand eingeschaltet wird, durch welchen die Resonanzkurve der Antenne verbreitert wird. Hierdurch wird natürlich eine Verringerung der Ökonomie erzielt. Es ist daher vorteilhafter, die Widerstandserhöhung durch vermehrte Antennenstrahlung bei gegebener Wellenlänge herbeizuführen und zu diesem Zwecke die Antennendrähte etwa nach Art einer gebogenen Marconiantenne um so viel zu verlängern, als es in Rücksicht auf die Maschinenwellenlänge nur irgend möglich ist. Ist die Hochfrequenzmaschinenanordnung derartig, daß die Maschine eine niedrige Periode erzeugt und diese durch irgendwelche Periodentransformatoren nachträglich bis zur Höchstfrequenz der Antenne in einer oder mehreren Stufen gesteigert wird, so wird auch hier eine Antennendrahtverlängerung am zweckmäßigsten sein und, wenn diese nicht mehr möglich, werden Ohmsche Widerstände in einen oder in mehrere der Schwingungskreise eingeschaltet. Nach Einlegen dieser Widerstände ist es dann möglich, automatische Tourenregulierung anzuwenden, welche dann aber innerhalb desjenigen Bereiches wirken müssen, wo die Energieabgabe der Maschine noch annähernd konstant ist. Hierbei hat es sich gleichzeitig gezeigt, daß durch die Einschaltung von Widerständen die störenden, in den einzelnen Kreisen auftretenden Töne, welche durch Schwebungserscheinungen hervorgerufen werden, beseitigt werden.

Eine Einrichtung zum Tasten drahtloser Signale betrifft das D. R. P. Nr. 285278 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin, das ein Zusatzpatent zu D. R. P. Nr. 281466 bildet; über letzteres ist bereits im Jahrb. **9**, 483 berichtet worden. Dort handelte es sich um ein Verfahren zum Tasten drahtloser Signale, bei welchem außer dem Luftleiterkreis ein zweiter Kreis mit keiner oder nur sehr geringer Strahlungsdämpfung vorgesehen ist, auf den mittels der Taste für die Dauer der Zeichenpausen die gleiche Energie pro Zeiteinheit zwecks Vernichtung übergeleitet wird, wodurch der Vorteil erreicht wird, daß eine gleichbleibende Belastung der Energiequelle ermöglicht wird. Bei dem Verfahren nach dem Hauptpatent bleiben die beiden abwechselnd abgestimmten Kreise ständig in elektrischer oder magnetischer Verbindung mit der Energiequelle und das Verstimmen des einen und das Abstimmen des anderen Kreises erfolgt absolut gleichzeitig. Die erforderlichen Verstimmungen werden nach dem Hauptpatent dadurch hervorgerufen, daß man einen Teil der Selbstinduktion des betreffenden Kreises durch Kurzschluß unwirksam macht oder umgekehrt durch Aufheben eines Kurzschlusses wieder zur Wirkung bringt. Hierbei werden im allgemeinen nicht unbeträchtliche Energien unterbrochen, so daß ein Funken an der Unterbrechungsstelle

auftritt. Gemäß dem Zusatzpatent 285278, das eine besondere Art, die Verstimmung bzw. Abstimmung hervorzurufen, zum Gegenstand hat, wird die zu unterbrechende Energie auf ein Minimum herabgedrückt und ein Funken fast vollständig vermieden. Diese Art zur Hervorrufung der Verstimmung besteht darin, daß die Selbstinduktionen oder je ein Teil derselben in den abzustimmenden bzw. zu verstimmenden Kreisen mit ferromagnetischen offenen oder geschlossenen hilfsmagnetisierten Kernen in Ein- oder Mehrzahl versehen sind, und daß mittels Regelung der Hilfsmagnetisierung die Abstimmung des einen bzw. die Verstimmung des anderen Kreises hervorgerufen wird; die

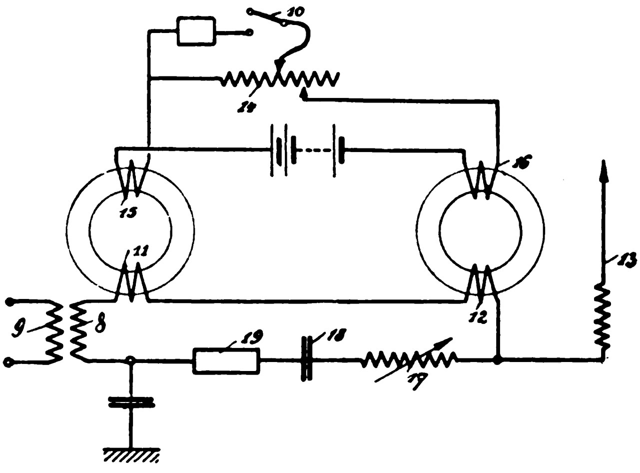


Fig. 8.

hilfsmagnetisierten Kerne können, wenn sie mit den erforderlichen Wickelungen versehen werden, auch gleichzeitig zur Frequenzsteigerung dienen. Fig. 8 zeigt eine beispielsweise Anordnung. Die Spule 8 übernimmt dort von der Spule 9 die Hochfrequenzenergie, die bei geschlossener Taste 10 (bzw. Tastrelais) über die Wickelungen 11, 12 in den Luftleiter 13 gelangt, weil infolge des völligen oder teilweisen Kurzschlusses des Widerstandes 14 eine Gleichstromstärke in den Wickelungen 15, 16 hervorgerufen wird, die gemäß der Erfindung den genannten Stromweg mittels der Wickelungen 11, 12 für die Senderwelle auf Resonanz bringt. Bei offener Taste 10 habe hingegen infolge der geringeren Gleichstromstärke die Gesamtselbstinduktion der Wickelungen 11, 12 einen solchen Betrag, daß dann der nicht oder sehr gering strahlende Hilfskreis 8-11-12-17-18-19 für die Sender-

welle abgestimmt ist. 19 bedeute den Verbrauchswiderstand. Hierbei seien die beiden Gleichstromwerte zweckmäßig derart, daß die Änderung der Wechselstromstärke in jedem der beiden Kreise nicht über die Ausdehnung des einen oder anderen aufsteigenden Astes der Resonanzkurve hinausgeht. Selbstverständlich könnte auch für jeden der beiden Stromwege ein besonderes hilfsmagnetisiertes Kernpaar vorgesehen sein, oder es könnten bei nur einem Kernpaar für die beiden Stromwege getrennte Wickelungen in Anwendung kommen. Ein solches hilfsmagnetisiertes Kernpaar, welches von Wechselstrom in Hintereinanderschaltung durchflossen wird, hat, wie bekannt, die Wirkung,

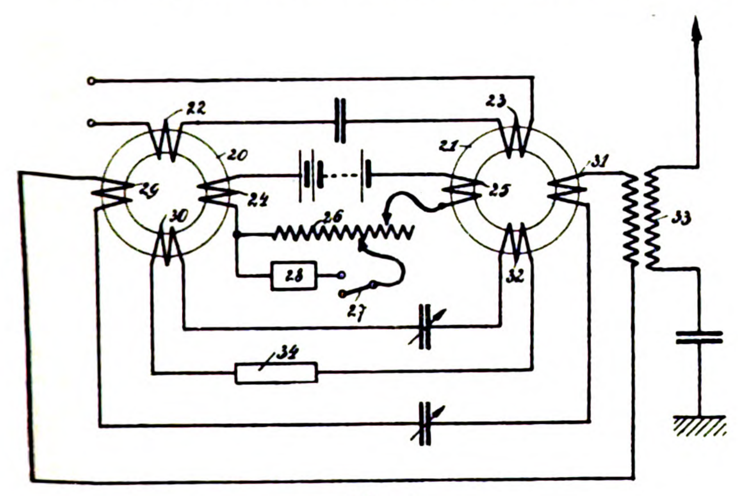


Fig. 9.

daß in jeder Leitung, die, wie die Hilfsmagnetisierungsleitung, im Vergleich zu den (primären) Wechselstromwickelungen Wickelungen in Gegeneinanderschaltung enthält, ein Strom doppelter Frequenz auftritt. Benutzt man den Strom gesteigerter Frequenz als Sendestrom, indem man in die Sekundärleitung den Luftleiter einschaltet bzw. sie elektrisch oder magnetisch mit dem Luftleiterkreis koppelt, so kann man das hilfsmagnetisierte Kernpaar gleichzeitig dazu benutzen, um durch Regelung der Gleichstromstärke in der oben schon beschriebenen Weise die Energie für die Dauer der Zeichenpausen in einen nicht oder nur wenig strahlenden Stromweg zu leiten, zum Zwecke, sie in diesem zu vernichten. Eine solche Anordnung mit Frequenzsteigerung zeigt beispielsweise Fig. 9, in der 20, 21 die beiden Einzeltransformatoren eines Frequenzumwandleraggregats bedeuten. 22, 23 sind die

Primärspulen, 24, 25 die mit Gleichstrom gespeisten Hilfsmagnetisierungsspulen. Die Regelung dieses Gleichstromes erfolgt durch die zum Widerstand 26 parallel gelegte Kurzschlußleitung, in die die Taste oder das Tastrelais 27 eingeschaltet ist. In dieser Kurzschlußleitung kann auch ein periodischer Unterbrecher 28 zwecks Erzeugung einer Tonfrequenz eingeschaltet werden. 30, 32, 34 ist der Ballastkreis, in dem die Energie in den Zeichenpausen vernichtet wird, 29, 31 der Sekundärkreis doppelter Frequenz und 33 der Antennentransformator.

(Eingesandt 31. Juli 1915.)

Adresse des Autors: Gr.-Lichterfelde W bei Berlin, Roonstr. 12.

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

Elektroindustrie, VII. Jahrg., Nr. 13 u. 14, 1. u. 15. Juli 1915. Fachschriften-Verlag, Zürich.

Kurt Arndt, Handbuch der Physikalisch-Chemischen Technik. Verlag von Ferdinand Enke, Stuttgart 1915. Geh. M. 28.—, geb. M. 30.—

Houston Stewart Chamberlain, Die Zuversicht. Verlag F. Bruckmann A.-G., München. M. 0.50

Karl Strecker, Jahrbuch der Elektrotechnik. 3. Jahrgang das Jahr 1914. Verlag R. Oldenbourg, München 1915. Geb. M. 10.—

(Eingesandt 31. Juli 1915.)

Literaturverzeichnis.

Artom, Alexander, Electrician 75, 434, 1915. New researches on the dirigibility of electric waves (vgl. ebenda S. 520/1, E. Bellini).

Bellini, E., La Lum. Él. Nr. 25, S. 1, 1915. La portée des aériens à ondes dirigées.

Bouthillon, Léon, C. R. Nr. 25, S. 800, 1915. Sur la charge des condensateurs an moyen d'une force électromotrice constante et leur décharge dans un circuit á étincelle.

Burstyn, W., Elektrot. Ztschr. 36, 363, 1915 und Physik. Ztschr. **16**, 238, 1915. Über eine neue Methode zur Erzeugung schwach gedämpfter Schwingungen mittels Löschkondensators (Diskussion zu dem betr. Aufsatz daselbst S. 275 von H. Kröncke, G. Leimbach u. E. Mayer).

Czukov, Karl, Verh. d. D. Phys. Ges. **17**, 214, 1915. Zur Theorie der Dielektrika (Antwort an Herrn M. Born).

Ebeling, A., Schweiz. Elektrot. Ztschr. 12, 211, 218, 1915. Wechselstrommaschine für Messungen mit Sprechfrequenzströmen.

Eichhorn, Gustav, Phys. Ztschr. 16, 212, 1915. Ein mechanisches Modell gekoppelter elektrischer Schwingungskreise (nach Mandelstam).

Fuller, L. F., Electrician **75**, 154, 1915. Continuous waves in long distance radiotelegraphy.

Glover, Jules, La Lum. Él. Nr. 22, S. 246, 1915. Emploi des vibrations solidiennes de la voix en téléphonie avec fil et sans fil, ainsi qu'en phonographie.

Goldsmith, Alfred N., Electrician **75**, 461, 508, 1915. Radio frequency changers.

Janus, F. u. Voltz, F., Phys. Ztschr. **16**, 213, 1915. Entladungskurven hochgespannter Ströme.

Jenne, Ulr. Ausgleichvorgang beim Zuschalten eines Transformators an ein bereits mit einem Transformator belastetes Netz unter Berücksichtigung der Netzkapazität. Dissertation Zürich 1915.

Kuhlmann, Karl, Bull. Schweiz. Elektrot. Ver. Nr. 6, S. 81, 1915. Hochspannungsisolatoren.

Langmuir, Irving, La Lum. Él. Nr. 22, S. 241, Nr. 23, S. 272, 1915. De la décharge des électrons purs et de ses applications en radio-télégraphie et en radio-téléphonie. (Vgl. auch Proc. Inst. Radio Engineers, New York, Vol. 3, Nr. 3, S. 261, 1915.)

Leimbach, G., Phys. Ztschr. **16**, 237, 1915. Bemerkungen zu der Arbeit der Herren Masing u. Wiesinger: Über Löschvorgänge in Funkenstrecken (s. ebenda S. 238, H. Th. Simon, Erwiderung auf die vorstehenden Bemerkungen des Herrn Leimbach).

Leimer, E., Elektrot. Ztschr. **36**, 360, 1915. Über den Einfluß von Eisenkonstruktionen auf darin befindliche drahtlose Empfangsapparate.

Metz, Die Umschau Nr. 26, S. 504, 1915. Die funkentelegraphische Verbindung Deutschlands mit seinen Kolonien.

Nagaoka, H., Proc. Math.-Phys. Soc. Tokyo **7**, 428, 1914 (vgl. Referat Ann. Phys. Beibl. **39**, 432, 1915). Wirkung der Sonnenfinsternis auf die drahtlose Übertragung.

Physikalisch-Techn. Reichsanstalt (Tätigkeitsbericht), Ztschr. f. Instrumentenkunde Heft 6, S. 143—145, 1915. Messung hochfrequenter Wechselströme (Lindemann), Versuche mit der Lieben-Röhre (Lindemann, Hupka), Quantitative Empfangsmessungen (Lindemann, Hupka, Behnken), Verwendung der lichtelektrischen Zelle als Empfangsinstrument für drahtlose Telegraphie (Behnken).

Voltz, F., s. **Janus, F.**

Ytterberg, Arle, Elektrot. Ztschr. **36**, 309, 325, 1915. Die Berechnung von Drosselspulen auf geringste Kosten.

(Eingesandt 31. Juli 1915.)

Bücherbesprechungen.

Hermann Rohmann: Elektrische Schwingungen, I. u. II. Sammlung Göschen, Nr. 751/2. G. J. Göschensche Verlagshandlung G. m. b. H. Leipzig 1914. Geb. je M. 0.90

Es ist sehr zu begrüßen, daß in der verdienstvollen Sammlung Göschen jetzt endlich auch das Kapitel der elektrischen Schwingungen und drahtlosen Telegraphie (über letztere steht, wie wir hören, noch ein Spezialbändchen von Prof. Braun in Aussicht) zur Behandlung gekommen ist, und zwar von einem sehr berufenen ersten Fachmann, unserem Mitarbeiter Dr. Hermann Rohmann, Privatdozent an der Universität Straßburg.

Die beiden Bändchen sollen eine kurze Einführung in das Gebiet geben, das neben seiner wissenschaftlichen auch eine stetig zunehmende technische Bedeutung, namentlich durch die Funkentelegraphie, erlangt hat.

An physikalischen und mathematischen Vorkenntnissen wurde etwa daß gleiche Maß vorausgesetzt, wie in den Bändchen über „Theoretische Physik“ aus der Sammlung Göschen.

Im ersten Bändchen werden die Schwingungen in quasistationären Kondensatorkreisen behandelt; im experimentellen Teil werden neben der Erzeugungsweise der Schwingungen die Beobachtungs- und Meßverfahren sowie die dabei verwandte Apparatur besprochen.

Im zweiten Bändchen werden die Schwingungen nichtquasistationärer Gebilde und die elektrischen Wellen im freien Raum betrachtet. Den Wellen an Paralleldrähten ist dabei wegen ihrer mannigfachen Verwendung zu Meßzwecken ein breiterer Raum eingeräumt worden.

Die Darstellung ist ganz ausgezeichnet, und zwar nicht nur für den Studierenden als Einführung in das interessante Gebiet der elektrischen Schwingungen, sondern auch für den versierten Fachmann unseres Arbeitsgebietes als gelegentliches Repertorium. Wir empfehlen die Bändchen bestens. E.

(Eingesandt 15. August 1915.)

M. Abraham: Theorie der Elektrizität, I. Vierte Auflage und II. Dritte Auflage. Verlag B. G. Teubner, Leipzig. Geb. je M. 11.—

Wir haben das renomierte Standard-Werk, das jedem Physiker bekannt ist, früher ausführlich besprochen, so daß es wohl genügt, auf das Erscheinen der Neuauflagen hinzuweisen. In beiden Teilen sind verschiedene Änderungen vorgenommen worden, wozu besonders die rasche Entwickelung, welche die Elektronentheorie und die Elektrodynamik bewegter Körper in den letzten Jahren erfahren haben, nötigten. Die knappe kompendiöse Darstellung ist vorbildlich. Erfreulicherweise hat sich der Verfasser nicht von der Massensuggestion der sogen. Relativitätstheorie anstecken lassen. Wir empfehlen die Neuauflagen auf das Wärmste. E

(Eingesandt 15. August 1915.)

Ludwig Zehnder: Grundriß der Physik. 2. umgearbeitete Auflage 1914. M. 8.—
Mit „Mathematische Zusätze“. 2. umgearbeitete Auflage 1915. M. 0.40
Verlag H. Lauppsche Buchhandlung in Tübingen.

Die Neuauflage des bekannten Werkes unseres Mitarbeiters, das in erster Linie Studierenden eine Übersicht über die Grundlagen der Physik und über den Zusammenhang ihrer Erscheinungen geben soll, können wir bestens empfehlen. E.

(Eingesandt 15. August 1915.)

Kurt Arndt: Handbuch der Physikalisch-Chemischen Technik (für Forscher und Techniker). XVI u. 830 S. mit 644 Abbildungen. Verlag Ferdinand Enke, Stuttgart 1915. M. 28.—, geb. M. 30.—

Nach Stichproben, die wir in dem sehr umfangreichen Werke von Prof. Dr. Arndt (Techn. Hochschule-Berlin) genommen haben, scheint dasselbe sehr vollständig zu sein und allen modernen Ansprüchen an ein Nachschlagewerk voll zu genügen. E.

(Eingesandt 15. August 1915.)



Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 10. 1915. Heft 3.

Zur Theorie der Lichtbogenschwingungen bei Wechselstrombetrieb.

Gekürzter Abdruck einer in den Sitzungsberichten der Kgl. Bayrischen Akademie erschienenen Abhandlung.

Von **A. Sommerfeld.**

Die Herren Rukop und Zenneck haben kürzlich[1]) interessante Versuche über die Schwingungen in einem Kondensatorkreis veröffentlicht, der durch einen Lichtbogen mit einem von Wechselstrom gespeisten Primärkreis gekoppelt ist. Wenngleich durch die systematische Anordnung der zahlreichen Aufnahmen (im ganzen 68 oszillographische oder mit der Braunschen Röhre gewonnene Photogramme) die theoretischen Verhältnisse von den Experimentatoren selbst schon hinreichend geklärt sind, so schien es doch nicht überflüssig, eine quantitative Theorie zu entwickeln, um so mehr als es sich um ein Problem handelt, das möglicherweise für die drahtlose Telegraphie bedeutungsvoll werden kann, das Problem: die Wechselzahl eines Generators auf den dreifachen (resp. fünffachen, siebenfachen usw.) Wert heraufzutransformieren.

Der wesentliche Schritt, um die mathematische Behandlung einfach und durchsichtig zu gestalten, war der, die Charakteristik des Lichtbogens aufs äußerste zu idealisieren. Nicht nur wurde angenommen, daß die Spannung des Lichtbogens durch den augenblicklichen Wert des im Lichtbogen fließenden Stromes gegeben sei (daß also von der Vorgeschichte des Stromes und den dadurch bedingten Temperatureinflüssen abgesehen werden kann), sondern es wurde diese Spannung auch als konstant und für die eine und die andere Stromrichtung als entgegengesetzt gleich angesetzt. Es wurde also die in Fig. 1 aus-

1) Ann. d. Phys. 44, 97, 1914.

gezogene Charakteristik (V, J) zugrunde gelegt. Dieselbe ist für die Gleichstrom-Lichtbogenschwingungen[1]) nach der Duddelschen Bedingung bekanntlich unzureichend; für deren Entstehen ist vielmehr wesentlich, daß die Charakteristik mit zunehmendem Strome fällt, wie in einfachster Schematisierung durch die punktierten Linien der Fig. 1 angedeutet wird. Es ist aber bereits von Rukop und Zenneck betont, daß Wechselstrom-Lichtbogenschwingungen auch bei durchweg steigender (resp. nicht fallender) Charakteristik möglich sind und daß hier im allgemeiuen zwei verschiedene Erregungsarten zu unterscheiden sind: die Erregung der Schwingungen infolge fallender Charakteristik wie bei Gleichstrom und die insbesondere bei Wechselstrom wirksame Erregung infolge einer plötzlichen Neigungsänderung der Charakteristik. Indem wir die Charakteristik wie in Fig. 1 schematisieren, verzichten wir auf die erste Erregungsart, bringen aber die zweite zum schärfsten Ausdruck. Wir kommen dabei zu theoretischen Resultaten, die das Neue der Wechselstromversuche treu wiedergeben, und zwar auf mathematisch einfachem Wege mittels geschlossener, leicht diskutierbarer Ausdrücke.

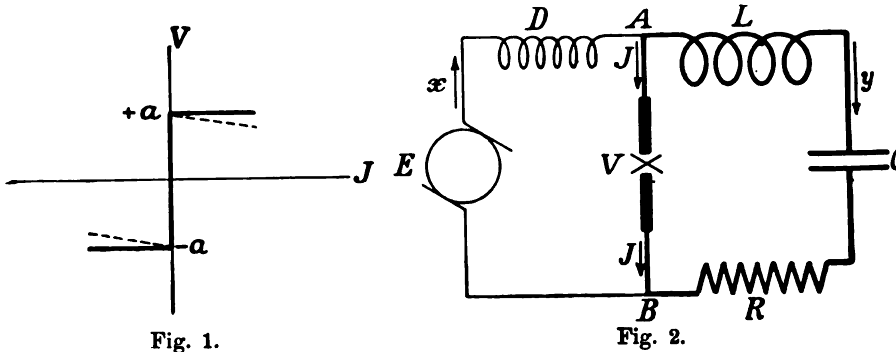


Fig. 1. Fig. 2.

Herrn Kollegen Zenneck verdanke ich die Anregung zu der nachfolgenden Studie und mehrfachen sachkundigen Rat bei ihrer Durchführung.

§ 1. **Vernachlässigung der Dämpfung im Kondensatorkreis.**

Schaltung und Bezeichnungen sind aus Fig. 2 ersichtlich. x sei der Speisestrom, y der Kondensatorstrom. Dann ist $J = x - y$ der

1) Die sogenanten „Lichtbogenschwingungen erster Art". Für die Theorie der „Lichtbogenschwingungen zweiter Art", bei denen der Lampenstrom während eines endlichen Bruchteils jeder Periode erlischt, ist dagegen unsere Charakteristik bereits von Herrn H. Barkhausen (Diss. Göttingen 1907) erfolgreich verwertet worden.

Lampenstrom. Die Zeitpunkte, in denen Strom und Spannung im Lichtbogen sich umkehren, sind gegeben durch $J = 0$, d. h. $x = y$. Wir legen diese Zeitpunkte auf

$$t = 0, \quad \pm T, \quad \pm 2T, \ldots \tag{1}$$

indem wir unter T die Halbperiode des Speisestromes verstehen. Die EMK. im Speisestromkreis setzen wir an zu

$$E = A \cos p(t - t_0), \quad p = \frac{\pi}{T} \tag{2}$$

p ist also die Kreisfrequenz des Speisestromes; die Phase t_0 der EMK. müssen wir zunächst unbestimmt lassen, da wir über den Zeitpunkt $t = 0$ bereits verfügt haben als Phase der Umkehr des Lichtbogenstromes. Die Phase t_0 der EMK. wird sich erst am Ende der mathematischen Durchrechnung ergeben.

D ist die Selbstinduktion einer Drosselspule im Speisekreise, C, L, R Kapazität, Selbstinduktion und Widerstand im Kondensatorkreise. Wir setzen in diesem Paragraph zunächst $R = 0$, wodurch die Rechnung von allem mathematischen Ballast befreit wird. Im nächsten Paragraph werden wir die nicht unwesentlichen Modifikationen nachtragen, die bei Berücksichtigung des Widerstandes R entstehen; unter R sind dabei nicht nur die Ohmschen Widerstände, sondern auch die Verluste zu verstehen, die in der Kapazität C oder (bei der Verwendung in der drahtlosen Telegraphie) in der Ausstrahlung ihren Ursprung haben.

Mit η bezeichnen wir die Ladung des Kondensators, so daß

$$y = \frac{d\eta}{dt}, \tag{3}$$

mit q die Kreisfrequenz des Kondensatorkreises, so daß

$$q^2 = \frac{1}{LC}; \tag{4}$$

das Verhältnis dieser Frequenz zur primären Wechselstromfrequenz p ist, wie von vornherein klar, für die Stärke der Kondensatorschwingungen bestimmend. Die Differentialgleichungen unseres Problems lauten dann:

$$E = D\frac{dx}{dt} + V \quad (5) \qquad V = L\left(\frac{d^2\eta}{dt^2} + q^2\eta\right) \tag{6}$$

wo V die Spannung zwischen den Punkten A und B der Lichtbogenbrücke bedeutet.

Diese Spannung V ist nun bei der in Fig. 1 angenommenen (ausgezogenen) Charakteristik und nach unserer Annahme über die Phasen der Umkehr des Lichtbogenstromes als explizite Funktion der Zeit durch Fig. 3 gegeben: V springt zwischen den konstanten Werten $\pm a$ hin und her, und zwar in den Zeitpunkten (1). Wir entwickeln V in eine Fouriersche Reihe, welche wegen des (vom Zeitpunkte $t = 0$ beurteilten) ungeraden Charakters der V-Linie nur die Sinusglieder enthalten und nach Vielfachen des Argumentes $\frac{2\pi t}{2T} = p\,t$ fortschreiten wird:

$$V = \Sigma a_n \sin n p t \tag{7}$$

Die Ausrechnung gibt

$$a_n = \begin{cases} 0 & \ldots n \text{ gerade} \\ \frac{4a}{\pi n} & \ldots n \text{ ungerade} \end{cases}$$

Also

$$V = \frac{4a}{\pi} \sum_{1,3,5\ldots} \frac{1}{n} \sin n p t \tag{8}$$

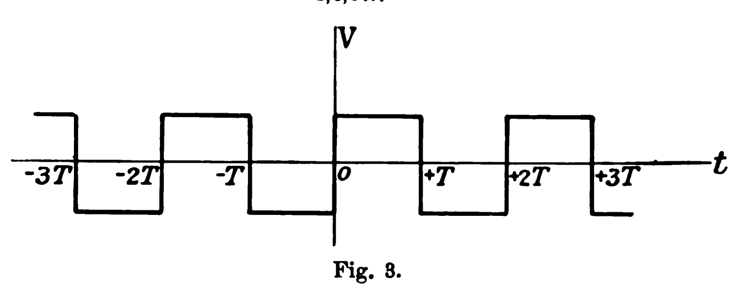


Fig. 3.

Um die Gleichung (6) für die Kondensatorladung η zu integrieren, setzen wir an

$$\eta = \Sigma b_n \sin n p t \tag{9}$$

Der Vergleich mit (7) resp. (8) liefert

$$b_n = \frac{a_n}{L} \frac{1}{q^2 - n^2 p^2} = \frac{4a}{L \pi n} \frac{1}{q^2 - n^2 p^2} \tag{10}$$

$$y = \Sigma n p b_n \cos n p t = \frac{4ap}{L\pi} \sum_{n=1,3,5,\ldots} \frac{\cos n p t}{q^2 - n^2 p^2} \tag{11}$$

Wir haben sodann die Gleichung (5) für den Speisestrom x zu integrieren. Dabei müssen wir, wegen des Sprunges in V, zwei ver-

schiedene Intervalle und zwei verschiedene Darstellungen für x unterscheiden:

$$0 < t < T, \quad x = x_1 = \frac{1}{D}\int (E - a)\,dt \tag{12a}$$

$$-T < t < T, \quad x = x_2 = \frac{1}{D}\int (E + a)\,dt \tag{12b}$$

Dies liefert wegen (2)

$$\left.\begin{aligned} x_1 &= \frac{A}{pD}\sin p(t - t_0) - \frac{a}{D}t + c_1 \\ x_2 &= \frac{A}{pD}\sin p(t - t_0) + \frac{a}{D}t + c_2 \end{aligned}\right\} \tag{13}$$

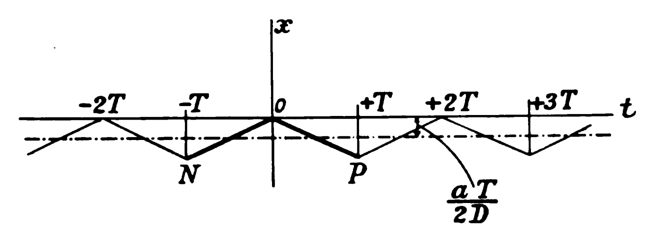


Fig. 4.

Die beiden Integrationskonstanten c_1, c_2 bestimmen sich leicht wie folgt: Zunächst muß x stetig verlaufen an den Übergangsstellen $t = 0$, $t = \pm T$. Wegen der Stetigkeit bei $t = 0$ erhält man sofort

$$c_1 = c_2 = c \tag{14}$$

wodurch gleichzeitig der stetige Anschluß bei $t = \pm T$ gesichert ist, vgl. Fig. 4; hier stellt die gebrochene Linie $N0P$ die Terme $\frac{\pm a t}{D}$ in x_1 bzw. x_2 dar, deren Äste sich, periodisch fortgesetzt, in N und P stetig aneinander anschließen (wenn auch natürlich mit unstetigen Neigungen). Um nun die Größe von c zu bestimmen, haben wir nur zu beachten, daß im Speisekreis ein wirklicher Wechselstrom fließen soll, d. h. ein Strom vom Mittelwert Null. Da nun in (13) der erste Term rechts für sich den Mittelwert 0 ergibt, der zweite Term aber, nach seiner Darstellung in Fig. 4, den durch die strichpunktierte Gerade dargestellten Mittelwert $\frac{-aT}{2D}$ besitzt, so muß die Integrations-

konstante c so gewählt werden, daß sie diesen Mittelwert gerade aufhebt:

$$c = \frac{a\,T}{2\,D} \tag{15}$$

Denselben Wert findet man natürlich auch analytisch aus der Bedingung

$$\int_0^T x_1\,dt + \int_{-T}^0 x_2\,dt = 0$$

Mit (14) und (15) lautet die Darstellung (13) für den Speisestrom

$$\left.\begin{aligned} x_1 &= \frac{A}{pD}\sin p(t-t_0) - \frac{a}{D}\left(t - \frac{T}{2}\right), \quad 0 < t < T \\ x_2 &= \frac{A}{pD}\sin p(t-t_0) + \frac{a}{D}\left(t + \frac{T}{2}\right), \quad -T < t < 0 \end{aligned}\right\} \tag{16}$$

Für Werte von t außerhalb des Intervalles $-T < t < +T$ ergibt sich der Wert des Stromes x natürlich durch periodische Wiederholung des für das Intervall $-T < t < +T$ erhaltenen Verlaufes, wie bereits in Fig. 4 teilweise (d. h. mit Ausschluß des ohnehin periodischen ersten Termes in (16)) angedeutet.

Nachdem wir in (12) und (16) y und x einzeln dargestellt haben, bleibt uns übrig, sie miteinander in Beziehung zu setzen. Dies geschieht durch die am Anfange dieses Paragraph geforderten Bedingungen des momentanen Lampenstromerlöschens

$$x = y \text{ für } t = 0,\ \pm T,\ \pm 2T,\ \ldots \tag{17}$$

Bezeichnet man mit x_0 den Wert von $x = x_1 = x_2$ für $t = 0$, ebenso mit y_0 den Wert von y für $t = 0$, so muß also werden:

$$x_0 = y_0 \tag{17a}$$

Man überzeugt sich leicht, daß dann auch $x = y$ für $t = \pm T$, $t = \pm 2T, \ldots$ wird, wie in (17) gefordert wurde. Um (17a) zu befriedigen, haben wir gerade noch einen unbestimmten Parameter zur Verfügung, die Phase t_0 im Ausdrucke der EMK. Indem wir diese gemäß der Bedingung (17a) wählen, ist unser Problem mathematisch abgeschlossen.

Aus der ersten oder zweiten Gleichung (16) ergibt sich als Wert von x für $t = 0$ mit Rücksicht auf $T = \frac{\pi}{p}$

$$x_0 = -\frac{A}{pD}\sin p\,t_0 + \frac{\pi}{2}\frac{a}{pD} \tag{18}$$

Andererseits folgt aus (12) für $t = 0$:

$$y_0 = \frac{4ap}{L\pi} Q, \quad Q = \sum_{1,3,5,\dots} \frac{1}{q^2 - n^2 p^2} \tag{19}$$

Die hier eingeführte Summe Q ist im wesentlichen die bekannte Partialbruchzerlegung der Tangens-Funktion. Man hat nämlich

$$-Q = \sum_{1,3,5,\dots} \frac{1}{n^2 p^2 - q^2} = \frac{\pi}{4qp} \operatorname{tg} \frac{\pi q}{2p} \tag{20}$$

Somit ergibt sich

$$y_0 = -\frac{a}{Lq} \operatorname{tg} \frac{\pi q}{2p} \tag{21}$$

Wegen (18) und (21) geht die Gleichung (17a) über in

$$\frac{A}{pD} \sin p t_0 = \frac{\pi}{2} \frac{a}{pD} + \frac{a}{Lq} \operatorname{tg} \frac{\pi q}{2p}$$

Indem wir die Abkürzung einführen

$$\xi = \frac{\pi q}{2p} \tag{22}$$

schreiben wir die vorhergehende Bedingung übersichtlicher so:

$$A \sin p t_0 = \frac{\pi}{2} a \left(1 + \frac{D}{L} \frac{\operatorname{tg} \xi}{\xi}\right) \tag{23}$$

Somit ist die ursprünglich unbestimmt gelassene Phase t_0 eindeutig bestimmt.

Wir sehen aber, daß diese Bestimmung nicht immer möglich ist. Vielmehr muß, damit der Sinus absolut genommen kleiner als 1 ausfällt, die Bedingung erfüllt sein

$$A > \frac{\pi}{2} a \left| 1 + \frac{D}{L} \frac{\operatorname{tg} \xi}{\xi} \right| \tag{24}$$

Wenn sie verletzt ist, bestehen unsere bisherigen Betrachtungen nicht zurecht, und es treten neue Schwingungsformen ein, die sogenannten Lichtbogenschwingungen zweiter Art, bei denen der Lampenstrom während einer endlichen Zeit innerhalb jeder Halbperiode erlischt. Im Rahmen unserer bisherigen Rechnung (Vernachlässigung des Widerstandes) sind die Bedingungen für diese Schwingungen jedenfalls dann gegeben, wenn $\operatorname{tg} \xi$ sehr groß wird; dies tritt nach (22) immer dann ein, wenn die Eigenfrequenz q des Kondensatorkreises ein ungerades Vielfaches der Frequenz p des Speisestromes ist. In diesem Falle wird auch die Stromamplitude im

Kondensatorkreis sehr groß, wie unmittelbar aus (12) hervorgeht. Wir haben einen typischen Fall von Resonanz und ein unendliches Anwachsen einer der Partialamplituden, aus denen sich y in (12) zusammensetzt.

Wir beschließen die Behandlung des dämpfungsfreien Falles mit der Berechnung des effektiven Kondensatorstromes, wie er direkt an einem Hitzdrahtinstrument gemessen wird. Der effektive Strom wird mit $\bar{y}$ bezeichnet; er ist zu definieren durch

$$\bar{y}^2 = \frac{1}{2T}\int_{-T}^{+T} y^2\,dt$$

Indem wir aus (12) einsetzen und beachten, daß

$$\frac{1}{2T}\int_{-T}^{+T} \cos^2 npt\,dt = \frac{1}{2}, \quad \frac{1}{2T}\int_{-T}^{+T} \cos npt \cos mpt\,dt = 0$$

ist, ergibt sich

$$\bar{y}^2 = \frac{1}{2}\left(\frac{4ap}{L\pi}\right)^2 Q_1, \quad Q_1 = \sum_{n=1,3,5,\ldots} \frac{1}{(q^2 - n^2p^2)^2} \tag{25}$$

Die Summe Q_1 läßt sich aus der früheren Summe Q in Gleichung (19) durch Differentiation ableiten. Es ist nämlich

$$\frac{dQ}{dq} = -2qQ_1$$

also wegen (20) und (22)

$$Q_1 = \frac{\pi^4}{64p^4}\frac{1}{\xi}\frac{d}{d\xi}\frac{\operatorname{tg}\xi}{\xi}$$

In (25) eingesetzt, ergibt sich

$$\bar{y}^2 = \frac{1}{2}\left(\frac{a\pi}{2Lp}\right)^2 \frac{\xi - \sin\xi\cos\xi}{\xi^3\cos^2\xi} \tag{26}$$

Fig, 5 stellt den effektiven Strom y in seiner Abhängigkeit von ξ, d. h. im wesentlichen dem Frequenzverhältnis $q:p$ dar. Die Maxima von $\bar{y}$ liegen an den Stellen

$$\cos\xi = 0, \text{ d. h. } q = \text{unger. Vielf. von } p$$

und sind unendlich groß. Wegen des Auftretens von Schwingungen zweiter Art und wegen Vernachlässigung der Dämpfung haben sie

keine physikalische Bedeutung. Die Minima ergeben sich in hinreichender Näherung für

$$\sin \xi = 0, \text{ d. h. } q = \text{ger. Vielf. von } p$$

Ihre Größe ist proportional zu $\frac{1}{\xi}$; sie liegen also auf einer gleichseitigen Hyperbel.

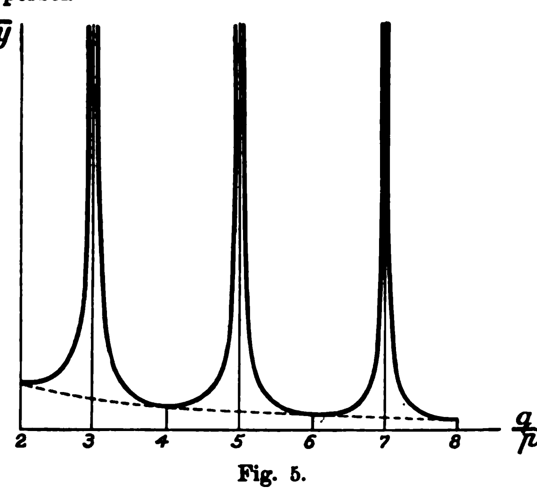


Fig. 5.

Wenn auch ein zahlenmäßiger Vergleich mit den Beobachtungen wegen Vernachlässigung des Widerstandes untunlich ist, so erkennt man doch in dem Verlauf dieser Figur bereits die wesentlichen Züge der von den Herren Rukop und Zenneck gefundenen Resultate sowie die Möglichkeit, die Frequenz p einer Wechselstrommaschine auf ein ungerades Vielfaches derselben mit erheblicher Größe der Amplitude zu transformieren.

§ 2. Berücksichtigung der Dämpfung.

Wir behalten die Schaltung in Fig. 1 und alle früheren Bezeichnungen bei. Indem wir den Widerstand R berücksichtigen, führen wir die Abkürzung ein:

$$\varrho = \frac{R}{L} \tag{27}$$

Die Differentialgleichungen des Problems lauten dann:

$$E = D\frac{dx}{dt} + V \tag{28}$$

$$V = L\left(\frac{d^2\eta}{dt^2} + \varrho\frac{d\eta}{dt} + q^2\eta\right) \tag{29}$$

(28) ist mit der früheren Differentialgleichung (5) identisch; auch der Verlauf von V und seine Fouriersche Darstellung in Gleichung (8) bleibt — bei gleicher Verfügung über die Zeitpunkte der Stromumkehr im Lichtbogen — ungeändert erhalten. Deshalb überträgt sich auch die Darstellung (16) für den Speisestrom und der Wert (18) desselben für den Zeitpunkt $t = 0$ ohne Änderung auf den jetzigen Fall. Abzuändern ist nur die Integration der Differentialgleichung (29) wegen des hinzugetretenen Dämpfungsgliedes. Wir setzen jetzt — im Gegensatz zu (9) — an

$$\eta = \Sigma b_n \sin(npt - \gamma_n) \tag{30}$$

sowie — in Übereinstimmung mit (7) und (8) —

$$V = \Sigma a_n \sin npt = \frac{4a}{\pi} \sum_{1,3,5,\dots} \frac{1}{n} \sin npt$$

Aus der Differentialgleichung (29) bestimmen sich dann die beiden Reihen von Unbekannten b_n, γ_n in bekannter Weise zu

$$\left.\begin{aligned} b_n &= \frac{a_n}{L\sqrt{(q^2-n^2p^2)^2+(\varrho np)^2}} = \frac{4a}{L\pi n}\frac{1}{\sqrt{(q^2-n^2p^2)^2+(\varrho np)^2}} \\ \operatorname{tg}\gamma_n &= \frac{\varrho np}{q^2-n^2p^2} \qquad \cos\gamma_n = -\frac{n^2p^2-q^2}{\sqrt{(q^2-n^2p^2)^2+(\varrho np)^2}} \end{aligned}\right\} \tag{31}$$

Von der Ladung η gehen wir sogleich zum Strome $y = \frac{d\eta}{dt}$ über und erhalten

$$y = \Sigma b_n np \cos(npt - \gamma_n) = \frac{4ap}{L\pi} \sum_{1,3,5,\dots} \frac{\cos(npt-\gamma_n)}{\sqrt{(q^2-n^2p^2)^2+(\varrho np)^2}} \tag{32}$$

Für $t = 0$ läßt sich dieser Ausdruck bequem summieren, wie in der ursprünglichen Publikation näher nachzulesen ist. Führt man die Abkürzungen ein:

$$\xi = \frac{\pi\sqrt{q^2 - \frac{\varrho^2}{4}}}{2p} \qquad \eta = \frac{\pi\varrho}{4p} \tag{33}$$

so wird nämlich:

$$y_0 = -\frac{\pi a}{2Lp\xi}\frac{\sin 2\xi}{\cos 2\xi + \operatorname{Cos} 2\eta} \tag{34}$$



Nunmehr gehen wir auf die noch zu erfüllende Gleichung (17a) über, welche wie im vorigen Paragraph die Bedingung für das Erlöschen des Lampenstromes bei $t = 0$, $t = \pm T, \ldots$ darstellt. Da x_0, wie bemerkt, den früheren Wert (18) ungeändert beibehält, können wir diese Bedingung folgendermaßen schreiben:

$$A \sin p\, t_0 = \frac{\pi a}{2}\left(1 + \frac{D}{L}\frac{1}{\xi}\frac{\sin 2\xi}{\cos 2\xi + \mathfrak{Cof}\, 2\eta}\right) \tag{35}$$

Mit $R = 0$, $\varrho = 0$, $\eta = 0$ geht sie, wie man sofort sieht, in die frühere Bedingung (23) über, indem

$$\frac{\sin 2\xi}{1 + \cos 2\xi} = \operatorname{tg} \xi$$

wird. Die Bedingung (35) bestimmt, wie früher, die Phase t_0 im Ausdrucke der EMK., wenn sich daraus für $|\sin p\, t_0|$ ein Wert kleiner als 1 ergibt, und weist im entgegengesetzten Falle darauf hin, daß unsere bisherigen Betrachtungen ihre Gültigkeit verlieren und daß eine neue Schwingungsform einsetzt.

Schließlich haben wir den effektiven Strom unter Berücksichtigung des Widerstandes zu berechnen als das für den Vergleich mit den Beobachtungen maßgebende Element. Er ist nach Gleichung (32) folgendermaßen bestimmt:

$$\bar{y}^2 = \frac{1}{2T}\int_{-T}^{+T} y^2\, d\, T = \frac{1}{2}\left(\frac{4ap}{L\pi}\right)^2 \sum_{1,3,5,\ldots} \frac{1}{(n^2 p^2 - q^2)^2 + (\varrho\, n p)^2}$$

Die hier auftretende Summe läßt sich abermals bequem summieren (vgl. die ursprüngliche Publikation); man hat nämlich

$$\bar{y}^2 = \frac{1}{2}\left(\frac{\pi a}{2Lp}\right)^2 \frac{1}{\xi\,\eta\,(\xi^2 + \eta^2)} \frac{\xi\, \mathfrak{Sin}\, 2\eta - \eta \sin 2\xi}{\cos 2\xi + \mathfrak{Cof}\, 2\eta} \tag{36}$$

Der frühere Ausdruck (26) folgt hieraus natürlich durch Grenzübergang für $\eta = 0$. Die Maxima und Minima dieses Ausdruckes liegen (bei nicht zu großem η) jedenfalls in der Nähe der Minima und Maxima des Nenners $\cos 2\xi + \mathfrak{Cof}\, 2\eta$, d. h. in der Nähe von

$$\cos 2\xi = -1, \quad \xi_{\max} = (2n + 1)\frac{\pi}{2} \tag{37}$$

bzw. von

$$\cos 2\xi = +1, \quad \xi_{\min} = 2n\frac{\pi}{2} \tag{37a}$$

Den ersteren entsprechen nach (40) Frequenzen q, die gegeben sind durch

$$\sqrt{q^2 - \frac{\varrho^2}{4}} = (2n + 1)p \tag{38}$$

den letzteren solche, die sich berechnen aus

$$\sqrt{q^2 - \frac{\varrho^2}{4}} = 2np \tag{38a}$$

Die aus den Versuchen abgeleitete Regel, wonach die Maxima des effektiven Stromes im Kondensator bei den ungeraden, die Minima bei den geraden Vielfachen der Frequenz des Speisestromes liegen, ist also, wie leicht verständlich, mit Rücksicht auf die Dämpfung nicht ganz exakt, einmal wegen Hinzutretens des (kleinen) Termes $\frac{\varrho^2}{4}$ zu q^2, sodann aber auch, weil die Bestimmung von ξ_{max} und ξ_{min} mittels der Gleichung (38) und (38a) nur eine angenäherte ist.

Begnügen wir uns mit dieser Annäherung (das Genauere kann aus den nachstehenden quantitativen Figuren entnommen werden), so können wir die Größe der Maxima und Minima des effektiven Stromes durch einfache Formeln berechnen. Für $\cos 2\xi = \mp 1$ ist $\sin 2\xi = 0$; ferner gilt

$$\frac{\mathfrak{Sin}\, 2\eta}{-1 + \mathfrak{Cof}\, 2\eta} = \frac{\mathfrak{Cof}\, \eta}{\mathfrak{Sin}\, \eta} = \mathfrak{Ctg}\, \eta \qquad \frac{\mathfrak{Sin}\, 2\eta}{1 + \mathfrak{Cof}\, 2\eta} = \frac{\mathfrak{Sin}\, \eta}{\mathfrak{Cof}\, \eta} = \mathfrak{Tg}\, \eta$$

Aus (36) folgt also

$$\left.\begin{aligned} \bar{y}_{max} &= \frac{\pi a}{2Lp}\sqrt{\frac{\mathfrak{Ctg}\,\eta}{2\eta}}\,\frac{1}{\sqrt{\xi^2 + \eta^2}} \\ \bar{y}_{min} &= \frac{\pi a}{2Lp}\sqrt{\frac{\mathfrak{Tg}\,\eta}{2\eta}}\,\frac{1}{\sqrt{\xi^2 + \eta^2}} \end{aligned}\right\} \tag{39}$$

Die Maxima sind durch den Einfluß der Dämpfung natürlich endlich geworden. Die Maxima und Minima liegen, als Funktion der Variabeln ξ resp. der damit annähernd proportionalen Frequenz q gedacht, je auf einer einfachen Kurve (der 4. Ordnung), welche von der für die Minima früher gefundenen gleichseitigen Hyperbel um so mehr abweicht, je größer η, d. h. je größer die Dämpfung ist.

In den Figg. 6 und 7 ist der Verlauf des effektiven Stromes als Funktion der Frequenz q im Kondensatorkreise quantitativ dargestellt

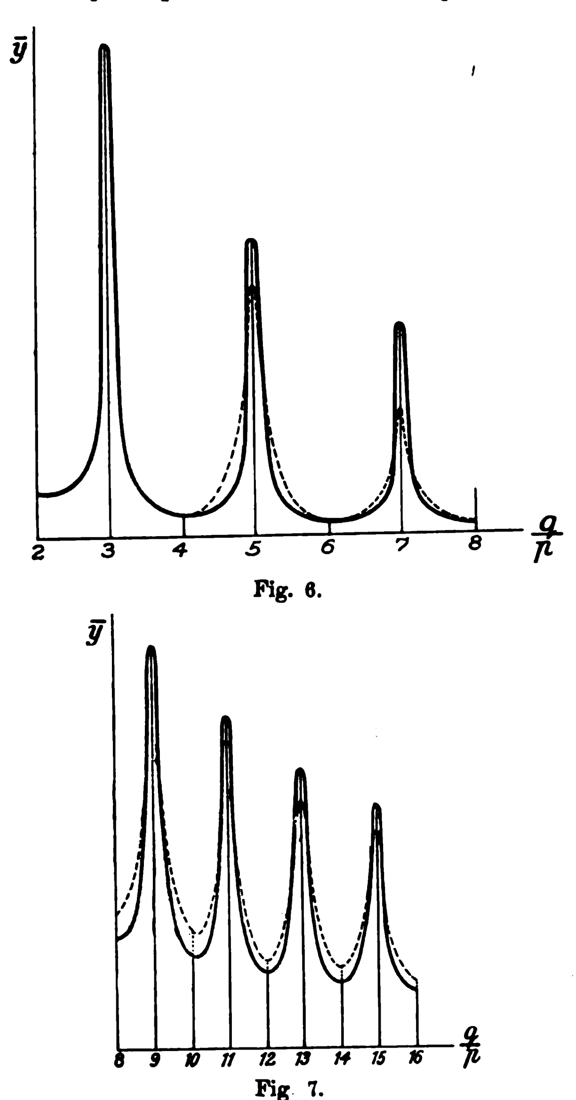


Fig. 6.

Fig. 7.

in zwei Fällen, die den Figg. 2a und 2b von Rukop und Zenneck entsprechen. In Fig. 6 ist angenommen

$$R = 25 \text{ Ohm}, \quad L = 1 \text{ Henri}, \quad \frac{R}{L} = 25 \text{ sec}^{-1}$$

in Fig. 7

$$R = 10 \text{ Ohm}, \quad L = 0{,}1 \text{ Henri}, \quad \frac{R}{L} = 100 \text{ sec}^{-1}$$

Rukop und Zenneck geben für die entsprechenden Figuren an: $R = 20\,\Omega$, $L = 1{,}1\,H$ resp. $R = 6\,\Omega$, $L = 0{,}12\,H$; die Widerstände sind bei uns etwas höher genommen, um den Verlusten im Kondensator Rechnung zu tragen, die in unser R einzubeziehen sind. Für p

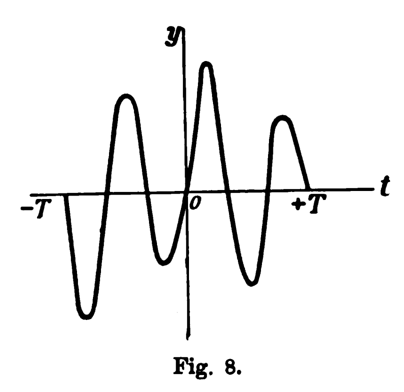


Fig. 8.

ist, wie oben und in den Versuchen, die Frequenz des technischen Wechselstromes genommen: $p = 100\,\pi$. Es berechnet sich dann für Fig. 7 $\eta = \frac{1}{16}$, für Fig. 8 $\eta = \frac{1}{4}$. Als Abszisse ist das mit ξ im wesentlichen proportionale Verhältnis $\frac{q}{p}$ aufgetragen; experimentell wurde dieses Verhältnis durch Änderung der Kapazität des Kondensators variiert. Die Ordinate $\bar{y}$ ist in solchem Maßstabe aufgetragen, daß das erste in den Figuren gezeichnete Maximum der theoretischen Kurve mit dem beobachteten der Größe nach übereinstimmt. Die beobachteten Kurven sind punktiert eingetragen. Wie man sieht, ist die Übereinstimmung vollauf befriedigend. Im Experiment fallen die Maxima mit zunehmender Ordnungszahl etwas schneller ab, wie nach der Theorie; die experimentellen Minima liegen in Fig. 7 etwas höher wie die theoretischen.

Endlich ist in Fig. 8 der zeitliche Verlauf des Kondensatorstromes in dem technisch interessantesten Falle $q = 3p$ aufgetragen. Hierbei

mußte die Fouriersche Darstellung (32) zugrunde gelegt werden, da sich für beliebige Zeitpunkte t die Summation derselben nicht in der Weise bewerkstelligen läßt, wie dies oben für $t = 0$ durchgeführt wurde. Die Berechnung dieser Figur ist daher etwas umständlich. Für die bei dieser und den übrigen Figuren aufgewandten Mühe danke ich Herrn Glitscher verbindlichst. Die Verhältnisse in Fig. 8 sind denen der Fig. 16 bei Rukop und Zenneck nachgebildet:

$$R = 200\ \Omega, \quad L = 1\ H, \quad p = 100\ \pi$$

Die oszillographisch beobachtete Kurve ist in Fig 8a danebengestellt in anderen Maßstabsverhältnissen. Auch hier ist die Übereinstimmung befriedigend.

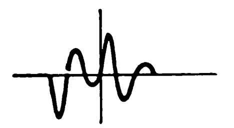


Fig. 8a.

Es unterliegt hiernach wohl keinem Zweifel, daß auch das sonstige reiche Beobachtungsmaterial der Herren Rukop und Zenneck durch unsere Formeln theoretisch wiedergegeben wird. Die vorhandenen Abweichungen lassen sich ungezwungen auf die schematisierte Form unserer Charakteristik in Fig. 1 zurückführen. Indem man dieselbe im Sinne der punktierten Linien der Fig. 1. modifiziert, wird sich vermutlich ein noch besserer Anschluß au die Beobachtungen erzielen lassen.

(Eingesandt 1. Januar 1915.)

Adresse des Autors: München, Leopoldstr. 87.

Soll man die radiotelegraphischen Großstationen mit gedämpften oder ungedämpften Schwingungen betreiben?

Von **H. Rein** †.[1])

In der Fachliteratur sind in den letzten Jahren eine große Zahl von Ansichten veröffentlicht worden, die, wenn sie auch nicht unmittelbar zu obiger Frage Stellung nehmen, doch die Vorteile und Nachteile der gedämpften und ungedämpften Sender von großer Leistungsfähigkeit gegenüberstellen. Als wichtigste Vertreter der ersten Gruppe sind der Marconisender für Großstationen und seine Abarten, sowie der tönende Löschfunkensender (Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H.) zu nennen, während als Dynamos zur Erzeugung von leistungsfähigen ungedämpften Schwingungen in erster Linie Hochfrequenzmaschinen in der Goldschmidt-Schaltung oder unter Verwendung statischer Frequenzwandler (nach dem System Arco-Telefunken. Die Red.) in Frage kommen. Über den praktischen Wert der genannten Systeme für den vorliegenden Zweck gehen jedoch die Meinungen stark auseinander. Während beispielsweise Graf Arco[2]) den modernen Funkensendern den Vorzug zu geben scheint, wird von Goldschmidt[3]) die Leichtigkeit der Erzeugung großer Hochfrequenzenergien auf maschinellem Wege betont.

Der Zweck der vorliegenden Studie ist, auf Grund von theoretischen Überlegungen und experimentellen Erfahrungen einen Beitrag zur Klärung dieser Frage zu geben. Hierbei erscheint mir von wesentlichster Bedeutung die richtige Wahl und Bewertung der Vergleichspunkte zwischen beiden Schwingungsarten zu sein. Sieht man zunächst von den besonderen Bedürfnissen der Großstationen ab, so wird die allgemeine Anwendbarkeit eines radiotelegraphischen Systems von folgenden Gesichtspunkten beeinflußt:

1. Sind mit der betreffenden Methode beliebig große Hochfrequenzenergien zu erzeugen und wie gestaltet sich hierbei der Wirkungsgrad (Betriebskostenfrage)?
2. Ist es möglich, bei der verwendeten Schwingungsform die Aufnahmefähigkeit der Sendeantenne voll auszunutzen?

---

1) Autoris. Abdruck aus Elektrot. Ztschr. 1914, Heft 31.
2) Jahrb. 5, Heft 6, 608, 1912.
3) Desgl. 4, Heft 4, 341, 1911.

3. Tritt der Energie verzehrende Einfluß des Zwischengeländes und der Atmosphäre bei gedämpften oder ungedämpften Wellenzügen mehr hervor, und welcher Energiebetrag wird im günstigsten Falle im Empfangssystem dem Detektor zugeführt?
4. Gestattet die Sendemethode eine schnelle und einfache Betriebswellenänderung, und in welchem Bereiche ist diese möglich?
5. Werden durch das Arbeiten der Sendeseite benachbarte radiotelegraphische Stationen in ihrem Verkehr gestört (Frage der Energie, Abstimmschärfe und Wahl des Detektors)?
6. Kann die störende Wirkung atmosphärischer Entladungen auf der Empfangsseite durch Anwendung des Tonempfanges herabgemindert werden?
7. Welche in dem verwendeten Sendersystem liegenden besonderen Betriebsschwierigkeiten verhindern eine allgemeine Anwendung desselben (Verhalten von Funkenstrecken, Einfluß der Tourenschwankungen, Tastschwierigkeiten usw.)?

Je nach dem Verwendungszwecke der betreffenden Station wird der eine oder andere dieser Gesichtspunkte mehr in den Vordergrund zu stellen sein. Inwieweit sie für die Großstationen von Bedeutung sind, möge in folgendem besprochen werden.

1. Die Erzeugung großer Hochfrequenzenergien und die hierbei erzielbaren Wirkungsgrade.

Werden unter radiotelegraphischen Großstationen nur solche verstanden, die eine Reichweite von mindestens 4000 km mit einer gleichwertigen Gegenstation ständig aufweisen können, so gibt es zurzeit auf der Erde sechs derartige Anlagen. Von diesen ist die älteste die Marconistation Poldhu (Großbritannien), deren Betriebserfahrungen bei dem Bau der drei Anlagen Clifden (Irland), Glacebay (Kanada) und Coltano (Italien) verwertet wurden. Das hierbei verwendete Sendesystem ist als tönendes Funkensystem zu bezeichnen, dessen Besonderheit in der Anwendung einer rotierenden Entladestrecke liegt. In Deutschland besitzen die Großstationen Nauen, die sowohl mit einer Hochfrequenzmaschine in Verbindung mit statischen Frequenzwandlern System Arco-Telefunken, als auch mit einer tönenden Löschfunkenstation ausgerüstet ist, und die transatlantische Station Eilvese bei Neustadt am Rübenberge, bei der eine Hochfrequenzmaschine in der Goldschmidtschen Schaltung den Luftleiter erregt, den Aktionsbereich ihrer englischen Schwestern. Außerdem gehen noch eine Reihe weiterer Anlagen (z. B. Tuckerton, Vereinigte Staaten von Nordamerika) ihrer Vollendung entgegen.

Von diesen sechs Anlagen arbeiten demnach vier nach dem Funkensystem (gedämpfte Schwingungen), während eine mit einem Hochfrequenzmaschinensender (ungedämpfte Schwingungen) ausgerüstet ist. Die Station Nauen kann nach der einen oder anderen Methode betrieben werden. Es ist deshalb verständlich, daß überall da, wo es sich um rein praktische Fragen handelt, der Vergleich sich auf die Funken- und Hochfrequenzmaschinensender beschränkt. Wenn deshalb die Heranziehung anderer bekannter Systeme (z. B. das Poulsen-System, das Marconi-System zur Erzeugung kontinuierlicher Schwingungen usw.) vermißt wird, so hat dies seinen Grund darin, daß Anlagen der hier besprochenen Größe nach anderen Methoden zurzeit noch nicht im Betriebe sind.

Ob sie sich überhaupt für solch große Leistungen werden bauen lassen, soll ebenfalls als außerhalb des Rahmens der vorliegenden Untersuchung liegend angesehen werden.

Wenn auch die Gruppierung der radiotelegraphischen Stationen nach ihrer Reichweite das Natürliche zu sein scheint, so empfiehlt sich doch im vorliegenden Fall, da die genannte Reichweite von 4000 km zeitweilig auch von verhältnismäßig kleinen Anlagen überbrückt worden ist, die Stationseinteilung nach der Senderleistung vorzunehmen. Dieser Gedanke ist um so berechtigter, da ja die Radiotelegraphie nichts anderes als eine drahtlose Kraftübertragung darstellt und demnach die Sender- und Empfangsenergien proportionale Größen sind. Legt man diesen Maßstab zugrunde, so wird man alle radiotelegraphischen Anlagen, die eine Luftleiterleistung von 75 kW und darüber aufweisen können, den Großstationen zurechnen. Wenn auch bei den obengenannten Stationen genaue Angaben über diesen Energiewert öffentlich nicht bekanntgegeben worden sind, und die in der Literatur verstreuten Zahlen vielfach nicht erkennen lassen, ob man es mit im Dauerbetrieb gewonnenen Ergebnissen zu tun hat oder Paradezahlen vorliegen, so dürfte doch die Größenordnung von 75 auf 100 kW Antennenleistung zutreffend sein.

Soviel jedenfalls steht fest, daß sich Schwingungsenergien von dieser Stärke noch nach den verschiedensten Methoden erzielen lassen. Dabei darf jedoch nicht verschwiegen werden, daß bei noch größeren Hochfrequenzleistungen die Wagschale sich immer mehr nach der Seite der maschinellen Erzeugung der Antennenströme neigt, was die alleinige Anwendung der ungedämpften Schwingungen zum Betriebe der Großstationen bedeuten würde.

Wenn schon die Festlegung der Luftleiterleistung große Schwierig-

keiten bereitet, so ist man hinsichtlich der Angaben des Wirkungsgrades der Senderanlagen noch mehr auf Schätzungen angewiesen. Auch hier stehen wirklich einwandfreie, im Dauerbetrieb gewonnene Meßergebnisse zurzeit noch aus. Zunächst sei unter dem Wirkungsgrade der Sendeseite das Verhältnis der in der Antenne durch nützliche Strahlung und Wärmeentwickelung verbrauchten Energie zu jener verstanden, die der Wechsel- oder Gleichstrommaschine zugeführt wird. Die Verluste umfassen also nicht nur den Leistungsverlust in dem Umformeraggregat, sondern schließen auch den Effektverbrauch der eventuell eingeschalteten Transformatoren und sämtlicher Hochfrequenzkreise mit Ausnahme der eigentlichen Luftleiterbahn ein. Während bei den Funkensendern, soweit sie mit mittelperiodischem Wechselstrom betrieben werden, die Verluste hauptsächlich in der Maschine, im Transformator und der Funkenstrecke liegen, tritt bei den mit ungedämpften Schwingungen arbeitenden Anlagen die schädliche Wärmeentwickelung in erster Linie im Hochfrequenzgenerator selber und den angeschlossenen Frequenzwandlungsorganen auf. Dabei wird sich hier der Wirkungsgrad mit abnehmender Betriebswellenlänge verschlechtern. Um die Größenordnung der in Frage kommenden Zahlenwerte zu beleuchten, kann man wohl bei einer Sendeperiodenzahl von 50000 in der Sekunde (6000 m Wellenlänge) und 80 kW Antennenleistung den Gesamtwirkungsgrad der Anlage mit etwa 60—70 % ansetzen, wobei es gleichgültig ist, welches Sendesystem Verwendung findet.

Faßt man die Ergebnisse dieses Abschnittes zusammen, so ergibt sich, daß, sofern man keine wesentlich höheren Antennenleistungen als 100 kW fordert, die vorhandenen Erzeugungsmethoden von gedämpften und ungedämpften Schwingungen bezüglich ihres Wirkungsgrades annähernd gleichwertig sind.

2. Zu einer wirksamen Senderanlage gehört nicht nur die Möglichkeit, große Hochfrequenzenergien erzeugen zu können, sondern es muß auch die Antenne befähigt sein, die vorhandene Leistung aufzunehmen und in Strahlungsenergie umzusetzen. In dieser Beziehung besitzt nun jeder Luftleiter eine obere Belastungsgrenze, die durch die Güte seiner Isolation bedingt ist. Je vollkommener die Strahldrähte von der Erde und benachbarten fremden Leitern isoliert werden können und je wirksamer das Glimmen der Drähte unterdrückt wird, um so stärker können sie elektrisch beansprucht werden. Für die vorliegende Untersuchung ist dies insofern von Wichtigkeit, als die bei den verschiedenen Systemen auftretenden Höchstspannungen mit Rücksicht auf

die vorhandene Antennenisolation gewählt werden müssen. In welchem Grade hierbei gedämpfte und ungedämpfte Schwingungen voneinander abweichen, möge folgendes Zahlenbeispiel zeigen:

Es sei angenommen:

Wellenlänge = 6000 m ($\nu = 50000$ Perioden),
Antennenkapazität $c = 15000$ cm,
Gesamter Antennenwiderstand $w = 4{,}5$ Ohm.

Daraus berechnet sich zunächst:

Dämpfungsdekrement des Luftleiters $\vartheta = 0{,}075$
Antennenselbstinduktion $L = 610000$ cm.

a) Ungedämpfte Schwingungen.

Wie groß ist die größte Isolationsspannung, wenn die Antennenleistung 100 kW beträgt?

$$i^2 \cdot w = 100000 \text{ Watt}$$
$$i \simeq 150 \text{ Amp.}$$
$$J = i \cdot \sqrt{2} = 212 \text{ Amp.}$$
$$E = J \cdot \sqrt{\frac{L}{c}} = 40500 \text{ Volt}$$

b) Gedämpfte Schwingungen.

Sekundliche Funkenzahl $a = 600$ (Periodenzahl der Wechselstrommaschine = 300)

$$i^2 = a \cdot \frac{J_0^2}{4 \cdot \vartheta \cdot \nu}$$
$$J_0 = 745 \text{ Amp.}$$
$$E_0 = J_0 \cdot \sqrt{\frac{L}{c}} = 142000 \text{ Volt}$$

Während also im Falle der Verwendung von Hochfrequenzmaschinen die Isolation bei 100 kW Antennenleistung im ungünstigsten Falle mit etwa 40500 V beansprucht wird, tritt bei Funkenbetrieb eine Spannungsamplitude von 3,5 fachen Werte auf. Die Antenne wird somit im letzteren Falle elektrisch bei weitem höher beansprucht. Sollte sich hierbei die Isolation als unzureichend erweisen, so kann man nur durch Herabsetzung der Luftleiterenergie den Betrieb aufrecht erhalten.

In Wirklichkeit liegen die Verhältnisse für die Funkensysteme aus zwei Gründen nicht ganz so ungünstig. Zunächst setzte die Rech-

nung voraus, daß die Antennenschwingung mit der Maximalamplitude einsetzt. Tatsächlich wird diese je nach der Koppelung erst nach einigen Perioden erreicht, was eine Verkleinerung ihres absoluten Wertes bedeutet. Weiter ist die Belastungsgrenze der Isolation nicht nur von der auftretenden Höchstspannung abhängig, sondern auch von der Belastungszeit. Während in dem vorstehenden Beispiel bei Verwendung von ungedämpften Schwingungen die Spannungsamplitude von 40500 V 100000mal in jeder Sekunde auftritt, ist beim Funkensender der Maximalwert der Isolationsbeanspruchung nur 600mal in jeder Sekunde vorhanden.

Trotzdem aber bleibt die Tatsache bestehen, daß die Leistungsfähigkeit einer gegebenen Antenne bei Verwendung von ungedämpften Schwingungen stets größer als bei gedämpften ist. Dieser Umstand kommt besonders bei Großstationen zur Geltung, wo die mehr oder weniger große Ausnutzung der teueren Antennenanlage von großer wirtschaftlicher Bedeutung sein kann.

3. Die dritte Frage umfaßt die beiden Unterfragen: Sind die Verluste der Energieausbreitung zwischen Sender- und Empfängerseite bei gedämpften oder ungedämpften Schwingungen größer und welcher Energiebetrag wird im günstigsten Falle dem Empfangsindikator zugeführt?

So wichtig auch der erste Punkt ist, so wenig läßt sich über ihn mit einiger Sicherheit aussagen. Dies wird verständlich, wenn man sich die zahlreichen Gründe vergegenwärtigt, die zu einer Energieverminderung führen. Trennt man nach der Theorie von Sommerfeld[1]) die sich von der Senderantenne radial ausbreitende elektromagnetische Störung in Raum- und Oberflächenwellen und betrachtet man hiernach die entstehenden Verlustursachen für sich gesondert, so gelangt man zu folgenden Ergebnissen:

Die Oberflächenwellen erleiden bei gleicher Periode eine um so größere Schwächung, je geringer das Leitvermögen des Bodens und dessen Dielektrizitätskonstante ist. Die Raumwellen werden außer diesen Faktoren noch durch die Kugelgestalt der Erde (Energiezerstreuung) und von dem jeweiligen Zustande der Atmosphäre beeinflußt. Besonders verwickelt liegen die Verhältnisse — und dies wird besonders bei Großstationen der Fall sein — wenn die Wirkung der angegebenen Größen ständig wechselt, wenn beispielsweise die Wellenausbreitung zum Teil über Land, zum Teil über See vor sich

1) A. Sommerfeld, Jahrb. 4, Heft 2, 157, 1910.

geht. Überschaut man diese zahlreichen Variationsmöglichkeiten, so ist es von geringem praktischen Wert, im einzelnen zu untersuchen, ob die eine oder die andere der betrachteten Schwingungsformen auf Grund von theoretischen Erwägungen bessere Ergebnisse zeitigen muß. Hier kann nur das im großen angestellte Experiment entscheiden. Die bisher vorliegenden Versuchsergebnisse[1]) freilich lassen einen sicheren Schluß noch nicht zu, so daß die endgültige Lösung der Frage: Erleiden die ungedämpften oder gedämpften Wellenzüge in der Atmosphäre größere Verluste, der Zukunft vorbehalten bleiben muß.

Anders liegen die Dinge, wenn man die Größen der Empfangsenergien in beiden Fällen theoretisch und meßtechnisch verfolgt. Nach Austin[2]) und Barkhausen[3]) berechnet sich bei Verwendung von ungedämpften Schwingungen und unter Vernachlässigung der Energieabsorption des Zwischengeländes die dem Detektor der Empfangsseite zugeführte Energie zu:

$$A_{nu} = i_{2\,u}^2 \cdot w_{Du} = \left(\frac{120 \cdot \pi}{w_{2\,u}}\right)^2 \times \left(\frac{h_{1\,\text{eff.}} \cdot h_{2\,\text{eff.}}}{\lambda \cdot R}\right)^2 \cdot i_1^2 \cdot w_{Du}$$

Hierbei bedeuten:

i_1 = Effektivwert des Stromes der Sendeantenne, gemessen im Strombauch,

i_2 = Effektivwert des Empfangsluftleiterstromes,

$h_{1\,\text{eff.}}$ = wirksame Höhe der Senderantenne,

$h_{2\,\text{eff.}}$ = wirksame Höhe des Empfangsluftleiters,

λ = Betriebswellenlänge,

R = Stationsentfernung,

w_2 = Gesamtwiderstand der Empfangsseite (Strahlungswiderstand + Verlustwiderstand + Detektorwiderstand),

w_D = Detektorwiderstand (Nutzwiderstand).

Bei Verwendung von gedämpften Schwingungen erweitert sich die Gleichung wie folgt:

$$A_{ng} = i_{2\,g}^2 \cdot w_{Dg} = \left(\frac{120 \cdot \pi}{w_{2\,g}}\right)^2 \times \left(\frac{h_{1\,\text{eff}} \cdot h_{2\,\text{eff.}}}{\lambda \cdot R}\right)^2 \cdot i_1^2 \cdot w_{Dg} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\vartheta_{a_1}}{\vartheta_{2g}}}$$

ϑ_{a_1} = logarithmisches Dämpfungsdekrement des Sendeluftleiters,

ϑ_2 = logarithmisches Gesamtdekrement der Empfangsanordnung.

1) L. W. Austin, Jahrb. 7, Heft 5, 506, 1913.
2) Jahrbuch 5, 75.
3) Jahrbuch 5, 261.

Um nun bei beiden Betriebsarten den Höchstwert an Detektorenergie zu erzielen, muß bei Verwendung von ungedämpften Sendeschwingungen der Widerstand

$$w_{Du} = w_{a_2} = \frac{w_{2u}}{2}$$

gewählt werden, während im Falle der Erzeugung abklingender Stromamplituden auf der Geberseite die Bedingung:

$$w_{2g} = w_{Dg} + w_{a_2} = w_{a_2} \cdot \left(1 + \sqrt{1 + \frac{\vartheta_{a_1}}{\vartheta_{a_2}}}\right)$$ [1]

erfüllt sein muß. Hierbei stellt ϑ_{a_2} das logarithmische Dekrement der Empfangsanordnung ohne Detektor dar.

$$\vartheta_{2g} = \vartheta_{a_2} + \vartheta_{Dg}$$

Bildet man nun unter Verwendung der angegebenen Gleichungen bei gleicher Senderleitung, gleicher Wellenlänge und gleichen Antennenformen das Verhältnis der bei beiden Schwingungsarten dem Detektor im günstigsten Falle zugeführten Energien, so ergibt sich:

$$\frac{A_{nu}}{A_{ng}} = \left(\frac{i_{2u}}{i_{2g}}\right)^2 \cdot \frac{w_{Du}}{w_{Dg}} = \left(\frac{w_{2g}}{w_{2u}}\right)^2 \times \frac{w_{Du}}{w_{Dg}} \cdot \frac{\vartheta_{2g} + \vartheta_{a_1}}{\vartheta_{2g}}$$

Da weiter, wie leicht nachzuweisen,

$$\frac{\vartheta_{2g} + \vartheta_{a_1}}{\vartheta_{2g}} = \sqrt{1 + \frac{\vartheta_{a_1}}{\vartheta_{a_2}}}$$

ist, erhält man als Schlußergebnis:

$$\frac{A_{nu}}{A_{ng}} = \frac{1}{4} \cdot \left(1 + \sqrt{1 + \frac{\vartheta_{a_1}}{\vartheta_{a_2}}}\right)^2$$

Das Verhältnis der Energieaufnahmen $\frac{A_{nu}}{A_{ng}}$ einer gegebenen Empfangsanordnung (konstantes ϑ_{a_2}) ist um so größer, je stärker die Schwingungen des Funkensenders gedämpft sind. Setzt man $A_{nu} = 100$ und berechnet man für verschiedene Werte von ϑ_{a_2} und ϑ_{a_1} die Größe von A_{ng}, so erhält man eine Kurvenschar, wie sie Fig. 1 widergibt. Bei einer Empfängerdämpfung von beispielsweise $\vartheta_{a_2} = 0{,}1$ (Strahlungsdämpfung + Dämpfung durch Leitungsverluste in den Drähten und dem Erdboden + Dämpfung durch Wirbelstrom- und dielektrische Verluste in Spulen und Kondensatoren) und einer Senderdämpfung

---

1) H. Rein. Phys. Ztschr. 14, 633, 1913.

von $\vartheta_{a_1} = 0{,}15$, kann der Empfangsindikator im günstigsten Falle nur 60 % derjenigen Energie aufnehmen, die bei Verwendung von ungedämpften Senderschwingungen dem Detektor zugeführt wird.

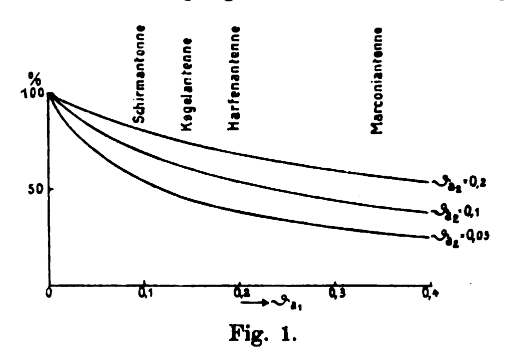


Fig. 1.

Gleichzeitig geht aus der Darstellung die Bedeutung schwachstrahlender Senderluftleiter für die Größe der Energieausnutzung auf der Empfangsseite hervor.

In der folgenden Fig. 2 sind in einem beliebigen Maßstabe die absoluten Werte der Detektorenergien aufgetragen, die bei Verwendung

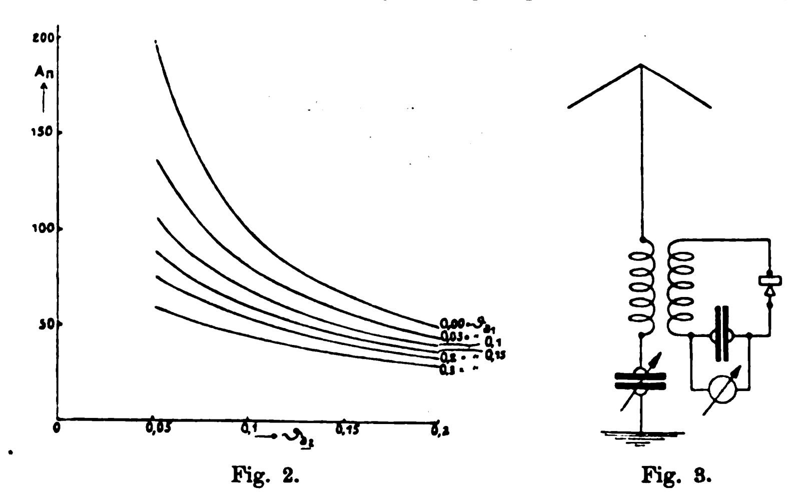
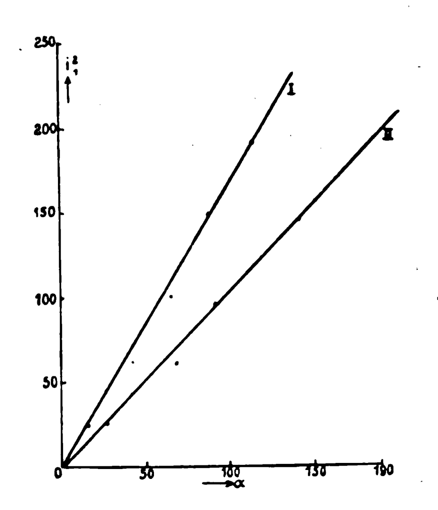


Fig. 2. Fig. 3.

von Sendeströmen mit gleichförmiger Amplitude ($\vartheta_{a_1} = 0{,}00$) und verschieden stark abklingenden Schwingungsweiten ($\vartheta_{a_1} = 0{,}05$, $0{,}1$, $0{,}15$, $0{,}2$, $0{,}3$) sich im besten Falle erzielen lassen. Vorausgesetzt wird hierbei ebenfalls, daß die Senderenergie und Betriebswellenlänge kon-

stant bleiben, und der wirksame Widerstand des Indikators durch geeignete Koppelungseinstellung stets so gewählt wird, daß der Höchstbetrag an Nutzleistung erreicht wird. Das Diagramm bestätigt nicht nur die Tatsache, daß die ungedämpfte Schwingungsform allen anderen in dieser Beziehung überlegen ist, sondern zeigt auch die große Bedeutung schwach gedämpfter Empfangseinrichtungen hinsichtlich der Größe der erzielbaren Detektorenergie. Daß damit gleichzeitig eine wesentliche Steigerung der Abstimmschärfe verbunden ist, darauf wird an späterer Stelle noch besonders hinzuweisen sein.

Diese aus der Theorie entwickelten Leitsätze stehen nun mit den Meßergebniesen in vollem Einklang. Zwischen zwei Stationen der C. Lorenz A.-G. wurden mit gleichbleibender Wellenlänge, aber verschiedener Senderenergie eine Reihe von Fernversuchen ausgeführt, wobei die Senderseite abwechselnd mit ungedämpften Schwingungen Poulsen - Generator) und gedämpften Antennenströmen (tönende Löschfunkenstation) betrieben wurde. Der Empfang wurde mit Hilfe eines auf Energie ansprechenden Kontaktdetektors in Verbindung mit einem empfindlichen Galvanometer bewirkt (Fig. 3), wobei die Koppelung des Indikators stets so eingestellt wurde, daß der größte Ausschlag α am Galvanometer sich ergab. Das Meßergebnis gibt Fig. 4 wieder, in der das Quadrat des Senderstromes (i_1^2) in Abhängigkeit vom Galvanometerausschlag α aufgetragen ist. Da i_1^2 der Strahlungsenergie A_{s_1} der Geberseite proportional ist, und die Detektorenergie $A_n = \varkappa \cdot \alpha$ gesetzt werden kann. stellt das Diagramm die Beziehung zwischen A_{s_1} und A_n bei Verwendung gedämpfter und ungedämpfter Schwingungen dar. Aus der besonders gemessenen Dämpfung der Senderantenne lassen sich nun mit Hilfe obenstehender Gleichungen die charakteristischen Größen der Empfangsseite ermitteln.



I) Tönender Löschfunkensender (Wien).
II) Lichtbogengeneratorstation (Poulsen).
Fig. 4.

a) Betrieb mit gedämpften Schwingungen:

Wellenlänge $\lambda = 3025$ m,
Dämpfung der Senderantenne (Schirmantenne $\vartheta_{a_1} = 0{,}045$,
Dämpfung des Empfangssystems (Schirmantenne) ohne Detektor $\vartheta_{a_2} = 0{,}033$,
Gesamtdämpfung der Empfangsseite $\vartheta_{2g} = 0{,}0835$,
Dämpfungsbeitrag des Detektors $\vartheta_{Dg} = 0{,}0505$.

b) Betrieb mit ungedämpften Schwingungen:

Dämpfung des Empfangssystems ohne Detektor $\vartheta_{a_2} = 0{,}033$,
Dämpfungsbeitrag des Detektors $\vartheta_{Dn} = 0{,}033$.

Man erkennt, wie trotz der ungewöhnlich kleinen Dämpfung des Senderluftleiters doch die Überlegenheit der ungedämpften Schwingungsform deutlich hervortritt. Für einen Wert von $\vartheta_{a_1} = 0{,}1$ würde z. B.

$$A_{nu} \cong 2 \cdot A_{ng}$$

sein.

4. Großstationen der betrachteten Art werden, von wenigen Ausnahmen abgesehen, vorzugsweise gewerblichen Zwecken dienen. Es ist deshalb ausreichend, wenn jede Senderanlage die Erzeugung nur einer oder einiger weniger Wellen gestattet. Geht man von dieser Voraussetzung aus, so sind die Hochfrequenzmaschinenstationen den tönenden Funkensendern in dieser Hinsicht nicht unterlegen. Wenn aber die Forderung besteht, die Senderseite mit einer kontinuierlichen Wellenskala, die schnell und einfach bedient werden kann, auszurüsten, so ist den mit gedämpften Schwingungen arbeitenden Anlagen der Vorrang zuzusprechen. Denn weder die Verwendung kleiner Wellen, die in der Nähe der Eigenschwingung der benutzten Senderantenne liegen, noch die Einstellung längerer Wellen bereitet beim Funkensender grundsätzliche Schwierigkeiten. Nach obenhin ist hier die Grenze einmal durch das Anwachsen der Spannung an der Isolation, und zweitens durch die Tatsache begrenzt, daß die einzelnen Wellenzüge mit abnehmender Periodenzahl sich immer mehr zu überlappen beginnen. Diese Erscheinung muß aus dem Grunde vermieden werden, da bei nicht genügend langen Funkenpausen durch teilweise Übereinanderlagerung der Wellenzüge die Lautstärke im Telephon der Empfangsseite abnimmt.

Legt man der folgenden Rechnung die Daten des vorstehenden Zahlenbeispiels zugrunde, so ergibt sich:

Die Anzahl der Schwingungen eines Wellenzuges in der Sender-

antenne bis zu dem Zeitpunkte, in dem die Stromamplitude auf 1 % ihres Anfangswertes gesunken ist, beträgt:

$$z = \frac{4{,}605 + \vartheta_{a_1}}{\vartheta_{a_1}} \cong 62 \text{ Schwingungen}$$

Da für einen Wellenzug einschließlich Pause bei einer sekundlichen Funkenzahl von 600 die Zeit von $\frac{1}{600} = 16{,}7 \cdot 10^{-4}$ Sekunden zur Verfügung steht, da weiter 62 Perioden bei einer Wellenlänge von 6000 m $12{,}4 \cdot 10^{-4}$ Sekunden benötigen, berechnet sich die Zeitdauer jeder Pause zu:

$$16{,}7 \cdot 10^{-4} - 12{,}4 \cdot 10^{-4} = 4{,}3 \cdot 10^{-4} \text{ Sekunden}$$

Wenn die Zeiten, in denen im Luftleiter kein Strom fließt, verschwinden sollen, wenn demnach eine unmittelbare Aneinanderreihung der einzelnen Wellenzüge stattfindet, so müßte unter der Voraussetzung, daß die übrigen elektrischen Angaben der Senderseite keine Änderung erleiden, die Wellenlänge den Wert $\lambda \cong 8100$ m besitzen. Eine weitere Steigerung dieser Größe verbieten die Empfangsbedingungen, sofern man nicht die sekundliche Funkenzahl herabsetzen will. Während demnach bei den Funkensendern eine Wellengrenze nach obenhin besteht, findet man, daß bei den ungedämpften Geberanlagen, wenigstens soweit es sich um Hochfrequenzmaschinen handelt, eine beliebige Wellenverkürzung nicht möglich ist. Denn in letzter Linie wird die Betriebsperiodenzahl des Luftleiterstromes durch die Touren- und Polzahl der verwendeten Hochfrequenzmaschine bestimmt. Da deren Grundperiode, sobald es sich um große Leistungen handelt, aus elektrischen Gründen und mit Rücksicht auf die Festigkeitsverhältnisse nicht beliebig hoch gewählt werden kann, ist man durch besondere Maßnahmen gezwungen, eine Frequenzsteigerung durch zusätzliche Mittel zu bewirken. Bei der Goldschmidt-Schaltung erfolgt das Anwachsen der Periode in einer arithmetischen Reihe, während die statischen Frequenzwandler diesen Vorgang in geometrischer Progression ausführen. Es ist einleuchtend, daß bei der ersten Methode eine mehr als 4- bis 5fache Steigerung der Grundperiode zwecklos ist, da darüber hinaus der Frequenzzuwachs in keinem Verhältnis zu den gleichzeitig zunehmenden Verlusten steht. Wenn man auch bei Verwendung statischer Frequenztransformatoren in dieser Beziehung weniger gebunden ist, so bedeutet doch die Herstellung einer kleinen Wellenlänge, die mit dem Funkensender zu erreichen unschwer möglich ist,

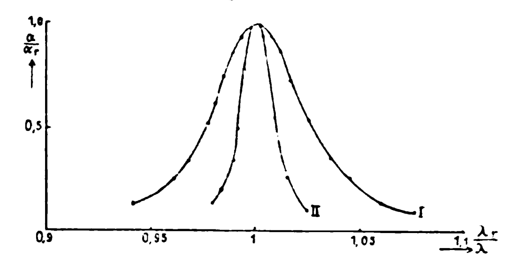
einen erheblichen Energieverlust in den Zwischenkreisen. Eine untere Wellengrenze ist demnach auch hier gegeben.

Sofern an dem radiotelegraphischen Sender die weitere Forderung gestellt wird, die Wellenlänge in kürzester Zeit kontinuierlich verändern zu können, sind die Funkensender den Hochfrequenzmaschinen unbedingt überlegen. Denn im ersten Falle braucht man nur die Eigenschwingung zweier Kreise entsprechend einzustellen, was mittels weniger Handgriffe möglich ist, im zweiten Falle dagegen muß man außer der Einregulierung mehrerer Schwingungskreise die Tourenzahl der Hochfrequenzmaschine der gewünschten Periode anpassen. Um diesen Punkt kommt man auch dann nicht herum, wenn man die Wellenänderung mit Hilfe einer zweiten kleineren Maschine bewirkt.

Faßt man demnach die Ergebnisse dieses Abschnittes zusammen, so ergibt sich, daß die Funkensender eine obere, die Hochfrequenzmaschinenanlagen eine untere Wellengrenze besitzen und daß bei diesen Systemen die Bedingung eines schnellen kontinuierlichen Wellenwechsels nur bei Verwendung gedämpfter Schwingungen möglich ist.

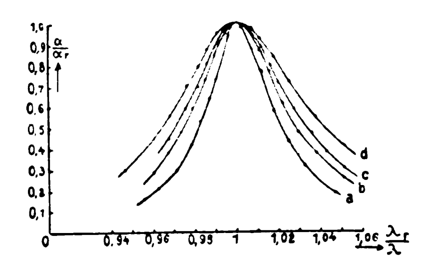
5. Eine der wichtigsten Fragen, die bei der Wahl eines bestimmten Systems für eine Großstation zu berücksichtigen ist, auf die aber bisher viel zu wenig Wert gelegt wurde, betrifft die Störungsfreiheit benachbarter Anlagen. Sieht man von besonderen Fällen ab, so ist jedenfalls die Forderung berechtigt, daß derjenigen Sendermethode der Vorzug gebührt, die am wenigsten den Depeschenaustausch anderer Stationen hindert. Die Störung wird um so mehr sich fühlbar machen, je größer die Senderenergie gewählt wird, je stärker die elektromagnetischen Wellen gedämpft sind und je geeigneter der verwendete Empfangsindikator zur Aufnahme der betreffenden Wellenform ist. Geht man von gleichen Luftleiterleistungen aus, so ist zunächst festzustellen, daß die ungedämpften Schwingungen wegen ihrer größeren Abstimmfähigkeit fremde Anlagen viel weniger zu stören imstande sind, als die gedämpften Wellenzüge. Es sei hierbei auf die beistehende Aufnahme (Fig. 5) hingewiesen, die die Resonanzkurven einer Empfangsstation bei größter Energieaufnahme zeigt, wenn die gleiche Senderantenne bei gleicher Wellenlänge einmal mit gedämpften und ungedämpften Schwingungen erregt wird. Fig. 6 gibt die Resonanzkurven wieder, die beim Betriebe verschieden gedämpfter Senderanlagen, die alle mit gleicher Wellenlänge auf die gleiche Empfangsstation arbeiteten, ermittelt wurden. In dieser Hinsicht sind offenbar die ungedämpften Schwingungen den gedämpften überlegen. Dieses Bild verschiebt sich noch mehr zugunsten der Hochfrequenzmaschinensender, wenn man be-

denkt, daß die kleineren miteinander verkehrenden Anlagen fast allgemein mit Empfangsindikatoren ausgerüstet sind, die, wenn man den zumeist üblichen Hörempfang allein ins Auge faßt, bei Erregung mit ungedämpften Wellen das Telephon nicht zum Ansprechen bringen.



Tönender Löschfunkensender (Wien).
II) Hochfrequenzmaschinensender (Goldschmidt).
Fig. 5.

So kommt es, daß das Arbeiten einer mit Hochfrequenzmaschinen ausgerüsteten Großstation von den benachbarten Anlagen meist gar nicht gehört wird und infolgedessen der Verkehr zwischen den kleinen Funkenstationen keinerlei Störung erleidet. Würde dagegen auch die Großstation mit einem Funkensender ausgerüstet sein, so ist damit in



a) $\vartheta_1 = 0{,}045$, *b)* $\vartheta_1 = 0{,}067$, *c)* $\vartheta_1 = 0{,}091$, *d)* $\vartheta_1 = 0{,}14$.
Fig. 6. Tönender Löschfunkensender (Wien).

den meisten Fällen der gegenseitige Verkehr benachbarter Anlagen unterbunden.

Unter Berücksichtigung dieses Gesichtspunktes ist deshalb die Forderung nicht unberechtigt, daß man alle Großstationen, soweit sie rein gewerblichen Zwecken dienen, grundsätzlich mit ungedämpften Sendersystemen ausrüsten soll.

6. Die im vorhergehenden Abschnitt erläuterte Frage mußte zugunsten der ungedämpften Schwingungen entschieden werden. In An-

lehnung an diese Ausführungen würde umgekehrt die Störungsfreiheit der Hochfrequenzmaschinenstationen gewahrt werden, wenn die hier verwendeten Empfangsindikatoren nicht auf gedämpfte Wellenzüge ansprechen würden. Aber nicht nur dieser Gesichtspunkt kommt bei der Wahl des Detektors in Frage, sondern es ist bei allen den Stationen, die starken und häufig auftretenden atmosphärischen Störungen ausgesetzt sind, die Empfangseinrichtung mit Rücksicht auf diese besonderen Umstände zu wählen. Wenn schon bei kleineren Stationen diese Überlegungen eine wichtige Rolle spielen, so treffen sie in erhöhtem Maße bei allen Großstationen zu, deren hoch in dem Luftraum ragende Antennenanlage die Entwickelung von atmosphärischen Ausgleichsströmen in hervorragender Weise begünstigt. Bei den Tonfunkenanlagen liegt es im System, daß die Signale der Senderseite wegen ihres musikalischen Charakters trotz atmosphärischer Nebengeräusche durchgehört werden können. Um die Sicherheit beim Betriebe mit ungedämpften Schwingungen zu erzielen, wird der Tikker, der sonst als empfindlicher und betriebssicherer Indikator zur Aufnahme dieser Schwingungsform verwendet wird, nur ausnahmsweise am Platze sein, da er fremde Störungen in gleicher Weise wie die eigentlichen Zeichen im Telephon hörbar macht.

Die Tatsache jedoch, daß die ungedämpften Wellen sich besonders zur Hervorbringung von Schwebungen eignen, drängt die Technik zur Entwickelung von auf diesem Prinzip beruhenden Empfängern. Hierbei lassen sich zwei Gruppen unterscheiden, von denen die eine keine Hilfsschwingungen auf der Empfangsseite benötigt, während die andere auf der Wirkung zweier um die Periodenzahl des gewünschten Tones verschiedener ungedämpfter Wellenzüge beruht. Zu der ersten Gruppe gehört das Goldschmidtsche Tonrad[1]), während die zweite die eigentlichen Schwebungsempfänger[2]) umfaßt. Hierbei ist es gleichgültig, in welcher Weise die Hilfsschwingung erzeugt wird, ob durch die auf der Station befindliche schwach erregte Hochfrequenzmaschine selber, ob durch eine Poulsen-Lampe oder eine Entladungsröhre, wie sie beispielsweise die Glimmlichtröhre oder Lieben-Röhre darstellt. Die Hörbarmachung der Zeichen kann einmal direkt unter Verwendung eines elektrodynamischen oder elektrostatischen Telephons erfolgen oder indirekt, indem man die beiden Schwingungen auf einen aperiodischen Kontaktdetektorkreis einwirken läßt. Endlich sei noch darauf hinge-

1) R. Goldschmidt, Elektrot. Ztschr. 1914, S. 93 u. Jahrbuch 8, 516.
2) J. L. Hogan, Proceedings of the Inst. of Radio-Engineers, Juli 1913.

wiesen, daß man die Entladungsröhren nicht nur zur Hervorbringung der Hilfsschwingung, sondern gleichzeitig auch als Wellenindikator und Verstärkungsapparat verwenden kann.

7. Zum Schluß sei für die Großstationen die Frage erörtert, ob einzelne Organe der Anlage grundsätzliche Betriebsschwierigkeiten bereiten oder ob bei den gedämpften und ungedämpften Sendermethoden die etwa noch vorhandenen Schwierigkeiten durch die fortschreitende Technik überwunden werden können.

Betrachtet man zunächst die Funkenstationen, so ist es einleuchtend, daß die eigentliche Entladungsstrecke wegen der gewaltigen Energiemengen, die durch sie gesteuert werden, der heikelste Punkt der ganzen Anlage ist. Jede Lichtbogen- oder Funkenerscheinung ist vom technischen Standpunkte etwas Undefiniertes. Allerlei Zufälligkeiten, die zurzeit vorhandenen Erwärmungsverhältnisse der Elektroden, ihre Oberflächenabnutzung und der Zustand des Gases im Elektrodenraum erschweren die genaue Einregulierung der gewünschten Entladungsform. Wenn dies bis zu einem gewissen Grade schon für kleinere Anlagen zutrifft, so kann es bei den Großstationen, wo es sich um die Steuerung ganz anderer Energiegrößen mit Hilfe des Funkens handelt, die Betriebssicherheit in unzulässiger Weise gefährden. Um sich hiervon ein Bild zu machen, sei erwähnt, daß bei der Löschfunkenstation in Nauen 150 Funkenstrecken in Reihen- und Parallelschaltung arbeiten. Günstiger liegen ohne Zweifel die Verhältnisse bei den Anlagen von Marconi, die mit rotierenden Funkenstrecken ausgerüstet sind, da sich hier infolge des größeren Elektrodenabstandes, der wirksamen Kühlung und der geringen Zahl der in Reihe liegenden Funkenstrecken eine höhere Betriebssicherheit ergeben muß. Soviel dürfte jedoch feststehen, daß mit wachsender Stationsleistung die Betriebsschwierigkeiten, die einer Funkenstrecke stets anhaften, in unzulässiger Weise zunehmen und damit den Anwendungsbereich der Funkensender begrenzen.

Anders liegen die Verhältnisse bei den Hochfrequenzmaschinenanlagen. Hier nehmen in gewissem Sinne die Schwierigkeiten mit wachsender Maschinenleistung ab. Die notwendige Konstanthaltung der Tourenzahl und die vielleicht auftretenden Tastschwierigkeiten stellen aber keine technischen Aufgaben dar, die unüberwindbar wären. Im Gegenteil sind gerade in letzter Zeit aussichtsreiche Verbesserungen in dieser Hinsicht gefunden worden.

Faßt man die gewonnenen Ergebnisse zusammen, so würde zugunsten der Funkenanlagen (gedämpfte Schwingungsform) nur die Tat-

sache sprechen, daß die Einrichtung einer schnellen und stetigen Wellenvariation im Gegensatz zu den Hochfrequenzmaschinensender keine grundsätzlichen Schwierigkeiten bereitet. Bezüglich des erzielbaren Wirkungsgrades der Senderseite, der Energieabsorption im Erdboden und in der Atmosphäre und der Möglichkeit der Einrichtung eines tönenden Empfanges dagegen sind ausschlaggebende Unterschiede zwischen beiden Systemen nicht festzustellen. Alle übrigen Vergleichspunkte aber sprechen zugunsten der ungedämpften Schwingungen. Wenn deshalb für den Großstationsbetrieb die Anwendung von Hochfrequenzmaschinen am richtigsten erscheint, so gründet sich diese Behauptung demnach auf folgende Tatsachen:

a) Die Erzeugung größerer Schwingungsenergien ist ohne grundsätzliche Schwierigkeiten möglich.

b) Die Senderantenne wird bei Verwendung von ungedämpften Schwingungen am vollkommensten ausgenutzt.

c) Die Energieaufnahme des Empfangsindikators ist stets größer beim Senden mit ungedämpften als mit gedämpften Schwingungen.

d) Hochfrequenzmaschinenstationen stören benachbarte Funkenanlagen in ihrem gegenseitigen Verkehr nicht.

(Eingesandt 15. November 1914.)

Über eine neue Art der Stoßerregung.

Von **D. Biró** und **I. Békefy.**

Vorliegende Aufgabe bezweckt, auf eine neue Methode der Stoßerregung hinzuweisen, welche Methode mit der der ionisierten Funkenstrecken vielfach übereinstimmt. Die Stoßerregung erfolgt durch Löschfunken mittels inkandeszenter Isolierstoffe. Es war uns schon längst die bemerkenswerte Erscheinung bekannt[1]), daß feine Kapillarglasröhren die Elektrizität leiten; das wird allgemein nur durch die Ionisation der inneren Luftsäule erklärt. Es liegt nun auf der Hand, diese Ionisation zur Erzeugung von Stoßerregung zu benutzen.

---

[1]) Nach mündlichen Mitteilungen von Prof. Dr. J. Károly.

Funkenkurven.

Die Untersuchung der Stoßerregung besteht in Aufnahmen von Kopplungs- und Resonanzkurven und in der Bestimmung des Ionisierungsgrades, ferner in der Feststellung des Einflusses des Kapillarrohrdurchmessers durch Aufnahme von „Funkenkurven“.

Diese letztere Kurve stellt die Längen der gewöhnlichen und in den Kapillarröhren übergesprungenen Funken bei gleichen Elektroden und Funkenpotential dar. Es wurden die zwei Funkenstrecken parallel geschaltet: wenn nun die Funken in gleicher Zeit auf beiden Stellen übersprangen, so war das ein Zeichen der Potentialgleichheit. Indem man die Elektrodenentfernung und die Funkenlänge als Abszisse bzw. Ordinate aufträgt, entsteht die Funkenkurve (Fig. 1). Es ist zu be-

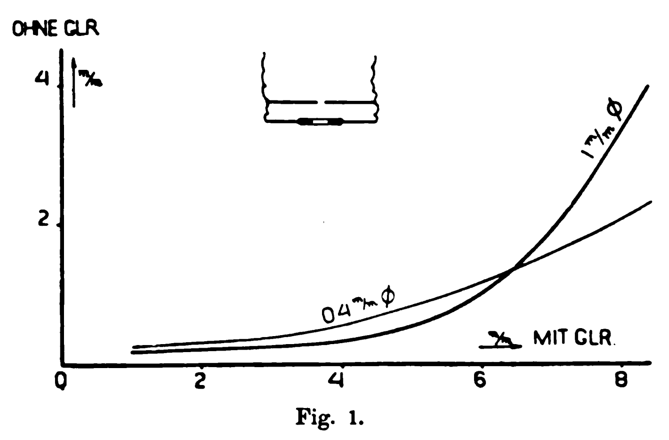


Fig. 1.

merken, daß die Einstellung des Mikrometers möglichst rasch zu erfolgen hat, da sonst die Erwärmung und die durch den Funken hervorgerufene Ionisation die Werte fälschen.

Wir untersuchten zwei Glasröhren mit 0,4 und 1 mm innerem Durchmesser; die Funkenkurven für dieselben gibt Fig. 1 wieder. Wie diese Kurven zeigen, nimmt die relative Funkenlängenzunahme bei einer kapillaren Funkenbahn mit zunehmender Funkenlänge ab. Die ionisierende Wirkung bei dünneren Röhren ist größer als bei dickeren.

Die bisherigen Untersuchungen haben nur den Charakter eines Vorversuches, indem nämlich diese ein Maß für die Größe der zu erwartenden Effekte bieten.

Wie Riegger[1]) gezeigt hat, gehört zu jeder Funkenstrecke ein

1) H. Riegger, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 5, 35, 1912.

kritischer und günstigster Kopplungsgrad der gekoppelten primären und sekundären Kreise, was sich am besten durch Aufnahme von Kopplungskurven erkennen läßt. Behufs Aufnahme der Kopplungskurven benutzten wir die folgende Anordnung (Fig. 2).

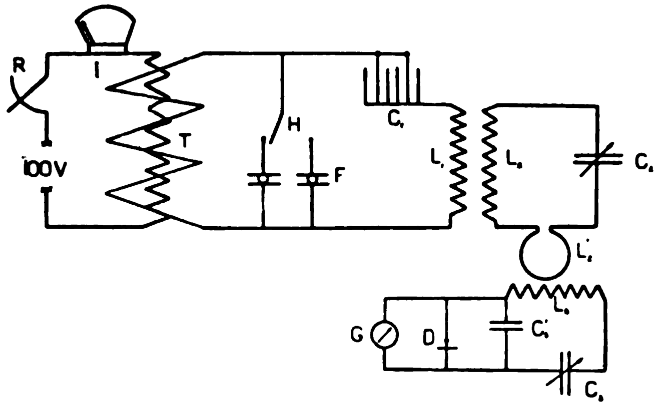


Fig. 2.

Versuchsanordnung.[1])

Der Stoßkreis wurde durch einen Boasfunkeninduktor mit geschlossenem Eisenkern aufgeladen, der mit 100 Volt Wechselstrom ohne Unterbrecher gespeist wurde; ferner schalteten wir einen 27 Ω-Rheostat dem Induktor vor. Die Stromstärke betrug 12—15 Amp. Die Kapazität C des primären Kreises bestand aus zwei parallel geschalteten Leydenerflaschen von zusammen 403 cm. Die Funkenmikrometer (F) waren so zueinander parallel geschaltet, daß wir mittels eines Hebels H den Weg des Stromes ändern konnten. Als Selbstinduktion diente ein selbsthergestelltes und auf Holzgerüst montiertes Variometer, dessen Koppelung in weiten Grenzen (4—48 $^0/_0$) geändert werden konnte. Die beiden Spulen hatten die Selbstinduktionen $L_1 = 48{,}9 \cdot 10^{-17}$ cgs und $L_2 = 21{,}7 \cdot 10^{-17}$ cgs. Der Kreis *II* bestand aus einem Petroleumkondensator Boasscher Konstruktion, welcher immer auf 842 cm eingestellt wurde, und aus einer Schleife L_2, welche für die extrem lose Koppelung des Meßkreises *III* dient. Im Meßkreise befand sich noch ein drehbarer Luftkondensator C_3, ein Blockkondensator C'_3 (0,251 Mf.) und die Selbstinduktion L_3 ($19{,}575 \cdot 10^{-17}$ cgs); parallel zum Blockkondensator wurde der Bleiglanzdetektor D, sowie

[1]) Kaltenbach, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 7, 157, 1913.

ein Galvanometer von 62,5 Ω und einer Empfindlichkeit von $5{,}77 \cdot 10^{-7}$ Amp. geschaltet. Es wurde dem Galvanometer kein Widerstand vorgeschaltet. In vielen Fällen, besonders bei qualitativen Messungen, erwies sich die Genauigkeit des Paulschen Mikroamperemeters als genügend.

Die Frequenz des Sekundärkreises blieb während des ganzen Versuches konstant, sie betrug $\lambda = 810$ m. Der Meßkreis war mit dem Sekundärkreise in Resonanz, wenn der Zeiger des Drehkondensators C_3 auf dem Teilstrich 89^0 stand. Alle Eichungen wurden mittels eines geeichten Wellenmessers großen Typs der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie vorgenommen.

Qualitative Bestätigung.

Die große Energielieferung der Einrichtung machte das Glasrohr für quantitative Messungen unbrauchbar, da es der hohen Temperatur wegen durchschmolz. Diese Erscheinung wurde zu einer hochinteressanten qualitativen Demonstration benutzt; während nämlich die mit dem Glasrohr versehene Funkenstrecke in Betrieb war, zeigte das Millivoltmeter (das obenerwähnte Paulsche Mikroamperemeter ist auch mit Millivoltteilung versehen) auf der Resonanzstelle im Primärkreise $14 \cdot 10^{-4}$ Volt; im Augenblick des Schmelzens des Glasrohres sank dieser Wert auf $9{,}5 \cdot 10^{-4}$ Volt. Bei diesem Versuche blieben die Bedingungen, und zwar die Funkenlänge und die Elektroden, dieselben; es ist also der Effekt nur dem Glasrohre anzurechnen.

Versuche mit Löcher.

Behufs der quantitativen Untersuchungen wandten wir gebrannte Tonplatten an, welche durchbohrt waren und zwischen die Elektroden gebracht wurden. Wir konstatierten die bemerkenswerte Erscheinung, daß nicht nur lange und dünne, sondern auch kürzere und weitere Löcher ionisierende Wirkung besitzen. Zu unseren Versuchen verfertigten wir Probestücke, mit welchen wir mehrere Koppelungskurven aufnahmen; der primäre und sekundäre Kreis wurde unterdessen auf 810 m Wellenlänge abgestimmt, auch der Meßkreis wurde auf dieselbe Wellenlänge eingestellt. Die Messung erfolgte in der Weise, daß wir den Stromeffekt des Meßkreises vom Galvanometer ablasen und inzwischen den Koppelungsgrad des primären und sekundären Kreises veränderten. Diese Koppelungskurven zeigen bekanntlich ein Hauptmaximum und mehrere Nebenmaxima. In der Umgebung und an Stelle dieser Maxima nahmen wir die Resonanzkurven auf; damit

wurde es gerechtfertigt, daß man in der Tat an der Maximumstelle der Koppelungskurve die beste Stoßerregung erhalten kann. Für die Vergleichbarkeit der Energie der Stoßerregung gewöhnlicher und durch Tonlöcher durchgeschlagener Funken wandten wir Funkenstrecken gleichen Potentials an.

Die auf diese Weise aufgenommenen Koppelungs- und Resonanzkurven der gewöhnlichen und „Tonfunkenstrecken" zeichneten wir

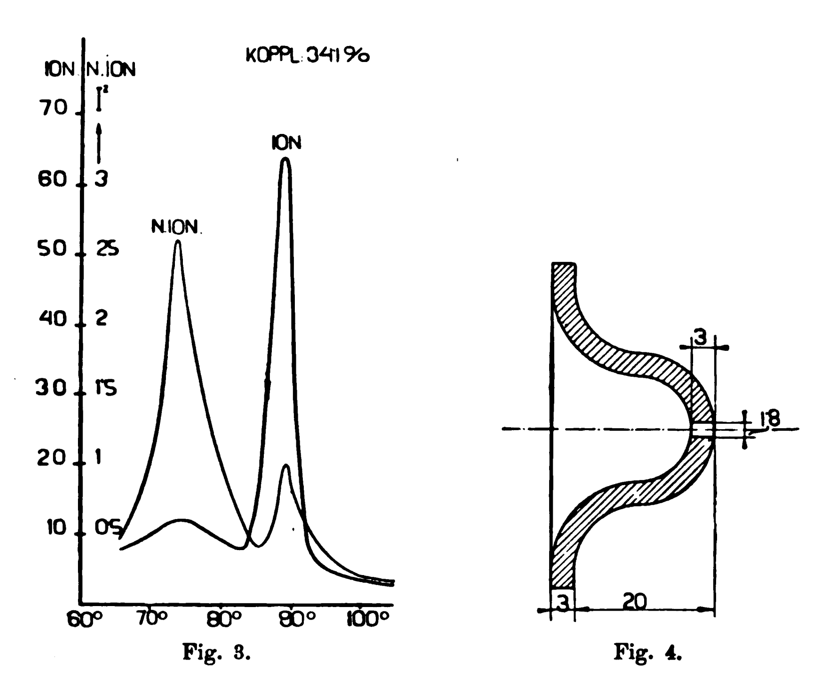


Fig. 3. Fig. 4.

in dieselbe Figur mit zwei verschiedenen Ordinatenmaßstäben ein, um die Beurteilung durch einfache Betrachtung möglich zu machen; als Abszisse trugen wir die mit den Wellenlängen proportionalen Skalenteile des variablen Kondensators auf. Die Kapazitäten und Selbstinduktionen wurden nach der Resonanzmethode mittels eines Wellenmessers bestimmt, für die Bestimmung des Koppelungsgrades verwandten wir die folgende Methode:

$$\varkappa = \frac{L_{12}}{\sqrt{L_1 L_2}},$$

wo die Bestimmung von L_1, L_2 nach der bekannten Methode von Selbst-

induktionsmessungen ausgeführt wurde. Das Resultat kontrollierten wir mit einer Siemens-Halske-Brücke.

Anfangs wurden die Elektroden so angeordnet, daß sie fest an die Tonplatten auflagen; diese Anordnung erschien aber minder vorteilhaft, da sich die Kühlungsverhältnisse als schlecht erwiesen; bei den übrigen Messungen wurden daher zwei Luftspalte zwischen Elektrode und Platte hergestellt.

Die auf Fig. 4 gezeichnete Form des Ionisators hat sich eben wegen der durch die gute Luftzirkulation hervorgerufenen Kühlung gut bewährt.

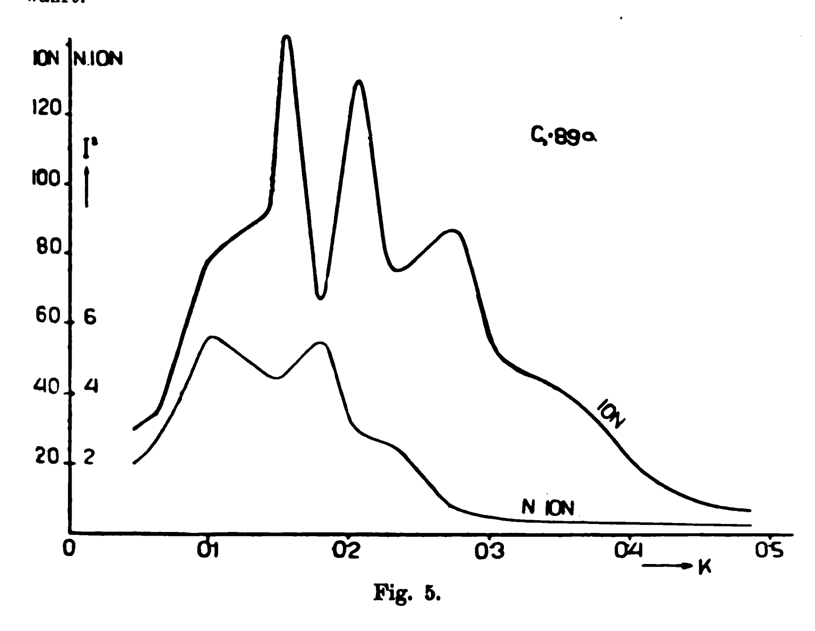


Fig. 5.

Unsere Untersuchung erstreckte sich auf die durch die Tonplatten von verschiedener Lochlänge und Lochdurchmesser hervorgerufene Stoßerregung, sowie auf den Einfluß des Metalles der Elektroden.

Betrachten wir jetzt den Unterschied zwischen Koppelungskurven der gewöhnlichen und der durch Tonloch gebildeten Funkenstrecke. Dieser ist aus Fig. 5 ersichtlich. Beide Koppelungskurven zeigen ein Hauptmaximum und mehrere Nebenmaxima. Das Hauptmaximum der nicht ionisierten Funkenstrecke zeigt sich bei einer Koppelung von 10 % und das der ionisierten bei 15,5 %; diese Tatsache zeigt uns, daß der kritische Koppelungsgrad durch das Einschalten des Ton-

loches sich vergrößert. Um die Energie beider Funkenstrecken zu vergleichen, trugen wir die Ordinaten bei gewöhnlichen Funken im zehnfachen Maßstabe auf. Die Fig. 6 zeigt das Energieverhältnis beider Kurven also:

$$Y = \frac{i^2_{\text{eff. ion.}}}{i^2_{\text{eff. n. ion.}}}.$$

Diese so erhaltene Kurve zeigt die Koppelung, bei welcher wir die relativ beste Stoßerregung erhielten. Wie das Kurvenbild es veranschaulicht, liegt die relativ beste Stoßerregung bei 34,1 %, also auf einer Stelle, wo die Resonanzkurve die prägnanteste Energiedifferenz

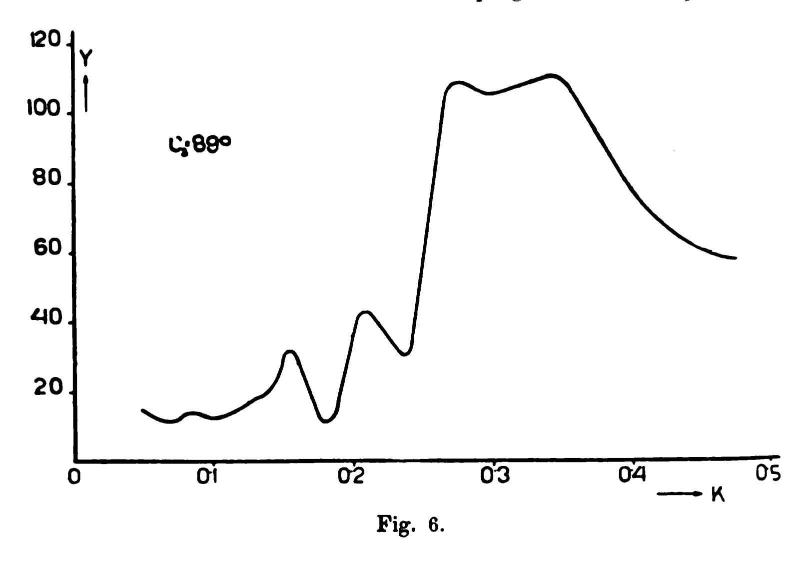


Fig. 6.

zeigt. Die Resonanzkurve des gewöhnlichen Funkens (Fig. 3) zeigt bei den Koppelungswellen eine recht beträchtliche Energiemenge und ein weniger scharfes Maximum; die Kurve der ionisierten Funken aber gibt auf der Resonanzstelle ein steiles Maximum und auf der Koppelungswellenstelle kaum bemerkbare Energievergrößerungen: also eine verhältnismäßig gute Stoßerregung.

Das Versuchsstück (Fig. 4) war eine konische Tonkappe mit durchbohrter Spitze; die Elektroden bestanden aus zugespitzten Kupferdrähten von 1,5 mm Durchmesser und hatten einen Abstand von 15,4 mm. Eine gleiche Funkenstrecke desselben Potentials wurde ohne Tonkappe zur vorigen parallel geschaltet; es ergab sich dann der Abstand zu 9,3 mm. Das Loch war 3 mm tief und 1,8 mm weit.

Bisher haben wir gesehen, daß zu jeder Funkenlänge eine kritische Koppelung gehört, ebenso entspricht jeder Koppelung eine einzige kritische — günstigste — Funkenlänge, also bei dieser Koppelung ergibt sowohl eine längere wie eine kürzere Funkenstrecke eine schlechtere Stoßerregung.

Die Messung geschah in der Weise, daß die Koppelungs- und Meßkreise immer in Resonanz waren und daß wir die Funkenlänge bei einer Stellung des Variometers so lange veränderten, bis das Galvanometer die größte Stromintensität zeigte. Der Verlauf der Kurve (Fig. 7)

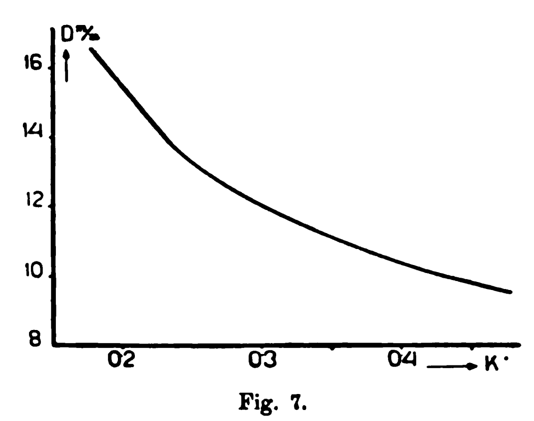


Fig. 7.

zeigt, daß die kritische Funkenlänge bei den loseren Koppelungen mit der Vergrößerung derselben ungefähr linear abnimmt; bei den engeren Koppelungen aber nimmt die kritische Funkenlänge mit der Vergrößerung derselben schneller ab. Dies stimmt mit dem Resultat überein, daß die Stoßerregung mit der sich vermehrenden Ionisation verbessert wird, d. h. die entsprechende kritische Koppelung ist bei einem größeren Koppelungsgrad vorhanden, da die Ionisation bei kürzeren Funkenlängen größer ist.

Einfluß des Metalles.

Zuletzt untersuchten wir den Einfluß des Elektrodenmetalls auf die Stoßerregung. Wir nahmen deshalb Koppelungskurven mit Kupfer- und Zinkelektroden auf. Die Koppelungskurve wurde eben der Resonanzkurve vorgezogen, weil es leicht hätte vorkommen können, daß die Funkenstrecke bei einer gewissen Koppelung mit einem vielleicht ungünstigen Metall sich als eine kritische ergibt, woraus man nur eine falsche Schlußfolgerung hätte ziehen können. Die in Fig. 8 dar-

gestellten Kurven zeigen, daß die Kurve der Zinkelektrode immer unter der der Kupferelektrode läuft; das Kupfer gibt also eine günstigere Wirkung. Auch Aluminium und Silber erwiesen sich als nicht geeignet. Die Versuchsverhältnisse blieben dieselben wie vorher.

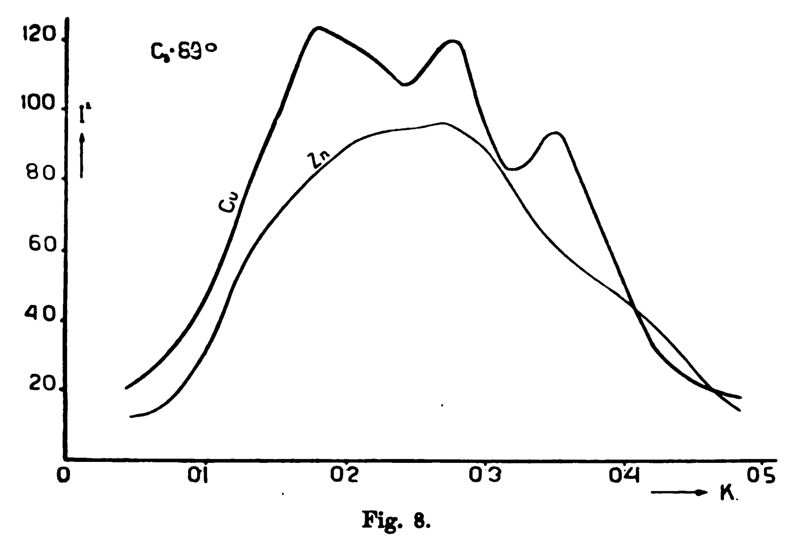


Fig. 8.

Zusammenfassung.

Aus vorliegenden Untersuchungen geht hervor, daß wir die Löschfunkenwirkung in der Weise erreichten, daß wir den Funken durch ein in unbrennbarem und unschmelzbarem Stoff gebohrtes Loch bei solcher Koppelung hindurchgehen ließen, bei welcher die gewöhnliche Funkenstrecke die typische Dreiwelligkeit aufweist. Wie die erhaltenen Resonanzkurven zeigen, läßt sich so viel mehr Energie übertragen. Bei der Erscheinung spielt die Erwärmung und die Änderung des Ionisationsgrades während der Dauer des Funkens eine große Rolle. Die schlechtleitende Tonplatte erwärmt sich nämlich während des Versuches und sie verdirbt den Effekt, indem der Funke wegen der durch die Hitze hervorgerufenen größeren Ionisation in einem Bogen übergeht. Es ist interessant, daß in der ersten Phase des Betriebes die Energie im sekundären Kreise fortwährend bis zu einem Maximum wächst, da nämlich die Ionisation bei der vorhandenen Koppelung die entsprechendste ist; bei wachsender Ionisation nimmt die Wirkung ab. Wir haben also eine zeitliche Feststellung des Falles der kritischen Koppelung.

Die Zerstörung der Wirkung stellt sich nur in dem Falle ein, wenn wir durch die Funkenstrecke eine so große Energie hindurchlassen, daß diese eine größere Ionisation hervorruft, wie das für die Aufrechterhaltung der Schwingungen wünschenswert ist. Von den Dimensionen der Tonplatte hängt also die Maximalenergiemenge ab, welche ohne Störung sich durchführen läßt. Behufs Durchführung größerer Energiemengen müssen Einzelfunkenstrecken hintereinandergeschaltet werden. Durch passende Wahl der Elektrodenzahl (bei uns zwei) können wir einen stabilen Zustand erreichen; d. h. eine weitere Erwärmung und so eine Überionisation ist wegen der genügenden Kühlung ausgeschlossen, und somit ist die Einrichtung als betriebssicher zu betrachten.

Es sei uns gestattet, unserem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. F. Wittmann unseren besten Dank auszusprechen für die Anregung zu dieser Arbeit und sein stetes Interesse an ihrem Fortgange. Ebenso sind wir Dank schuldig unserem Kollegen F. Vámos, der bei der Übersetzung uns große Dienste leistete.

Die Untersuchung wurde im physikalischen Institut der Techn. Hochschule Budapest ausgeführt.

Eingesandt 1. Oktober 1915.

Adresse des Autors: Budapest, I Fehévári út 17.

Der homogene Schwingungskreis.

Von **W. Burstyn.**

Als die drahtlose Telegraphie noch mit sehr kurzen Wellen arbeitete, und selbst von Großstationen eine Wellenlänge von 300 m verlangt wurde, war es mitunter recht schwer, einen hinreichenden Teil der Selbstinduktion des geschlossenen Kreises zur Koppelung mit dem Luftdrahte übrig zu behalten, da die Zuleitungen zur Flaschenbatterie einen beträchtlichen Teil dieser Selbstinduktion ausmachten. Nebst dem bewirkte die nicht gut vermeidbare Ungleichheit der Länge dieser Zuleitungen eine Unreinheit der Welle und Energieverluste. Entsprach die Anordnung z. B. der Fig. 1, so ergab, etwas ungenau ausgedrückt, c_3 eine längere Welle als c_1. Es entstehen in den geschlossenen Kreisen $c_1 c_2$, $c_2 c_3$ und $c_1 c_3$ Teilwellen, die zwar viel kürzer und schwächer als die Hauptwelle sind, deren Energie aber nutzlos verloren geht.

Im Jahre 1904 machte ich als Ingenieur der „Gesellschaft für drahtlose Telegraphie“ den Vorschlag, diesen Übelstand durch die in Fig. 2 dargestellte Anordnung des Primärkreises zu umgehen. Der äußere und innere Ring dienen zusammen als Selbstinduktionsspule, die mit dem Luftdraht induktiv gekoppelt wird; ihr Durchmesser wird entsprechend groß gewählt, und sämtliche Kondensatoren werden,

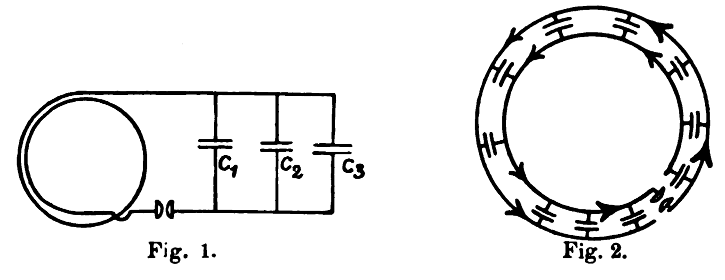


Fig. 1. Fig. 2.

wie schematisch angedeutet, mit gleichlangen, möglichst kurzen Zuleitungen zwischen die beiden Ringe geschaltet. Sowohl bei der Ladung als bei der hochfrequenten Entladung herrscht dann jederzeit zwischen gegenüberliegenden Stellen der Ringe die gleiche Spannung. Auch die Summe der Ströme in beiden Ringen ist für jede Stelle des Umfanges gleich; sie sind für einen bestimmten Augeblick durch Stärke und Richtung der Pfeile angedeutet. Der Kreis schwingt also homogen;

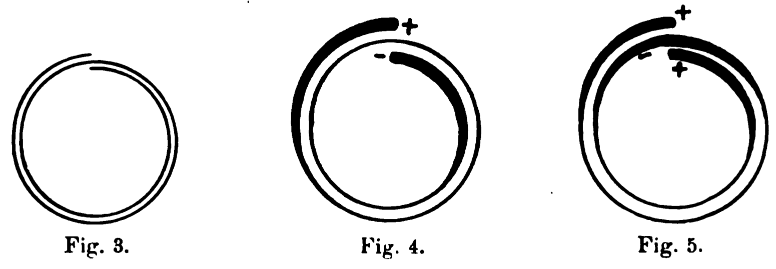


Fig. 3. Fig. 4. Fig. 5.

seine wirksame Selbstinduktion ist gleich der der beiden Ringe in Parallelschaltung. Bemerkenswert ist der Umstand, das zwischen den beiden freien Enden der Ringe während der Schwingung die doppelte Ladespannung auftritt.

In ähnlicher Weise läßt sich eine Art Lechersches Drahtsystem bilden (Fig. 3). Dieses Gebilde ist nichts anderes als eine Spule von zwei Windungen und kann z. B. aus dem käuflichen Doppelklingeldraht bequem hergestellt werden. Die Wellenlänge ist (für Luft als

Dielektrikum) gleich der doppelten Drahtlänge und ändert sich natürlich nur unbedeutend, wenn die Fläche der Spule nicht kreisförmig ist. In den Figg. 4—7 ist die Verteilung der Spannung längs des Drahtes durch Verdickung der Linie für die Grundschwingung und die ersten

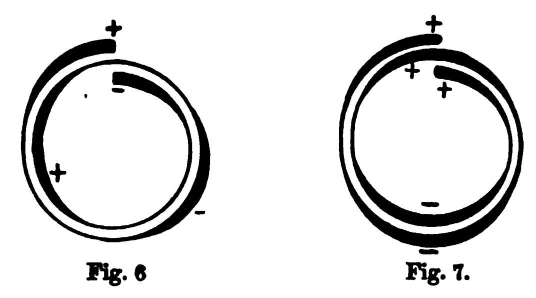


Fig. 6 Fig. 7.

Oberschwingungen dargestellt. Nur bei den geradzahligen schwingt der Kreis homogen. Die Schwingungen lassen sich sowohl durch Induktion erregen als durch Funken; für Grundton und zweiten Oberton zeigen letzteres die Figg. 8 und 9. Während bei der Erregung eines

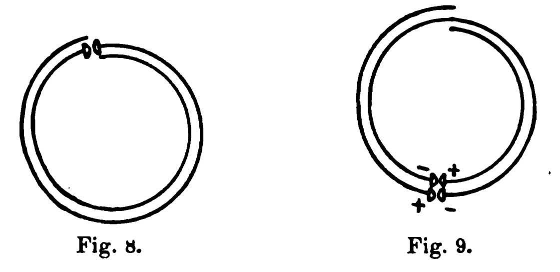


Fig. 8. Fig. 9.

Lecherschen Systems durch Funken auch alle Obertöne entstehen und das Dielektrikum längs des Drahtes verschieden beansprucht ist, entsteht hier (d. h. nach Fig. 8) nur der Grundton, und das Dielektrikum ist überall gleichmäßig belastet.

(Eingesandt 13. Oktober 1915.)

Adresse des Autors: K. u. K. Radiostation Laaerberg, Wien X.

Referate.

Dr. ing. Ludwig Dreyfus, Die analytische Theorie des statischen Frequenzverdopplers im Leerlauf. (Archiv für Elektrotechnik II. Band, 9. Heft, 343, 1914.)

Das große Interesse, das der statische Frequenzverdoppler gerade in den Fachkreisen der drahtlosen Telegraphie und Telephonie mit vollem Recht verdient — hat er doch die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie durch die von mir im Frühjahr 1912 ausgeführte Arbeit zu einem völligen Erfolge in der praktischen Durchbildung eines neuen Hochfrequenzerzeugungssystemes geführt —, muß mir einen eingehenden Bericht über die Dreyfussche Arbeit gerade an dieser Stelle unbedingt wünschenswert und nützlich erscheinen lassen.

Einleitendes.

Die Literatur über den statischen Frequenzwandler ist eine äußerst begrenzte. Sieht man von der Dreyfusschen Arbeit ab, so beschränkt sie sich auf die von Joly [1]) und Vallauri [2]) unabhängig voneinander gegebenen Patentanmeldungen, sowie eine von ersterem veröffentlichte Theorie des belasteten Verdopplers, welche die sich abspielenden Erscheinungen jedoch nur in recht rigoroser Weise behandelt.

Dieser Mangel an theoretischen Untersuchungen hat seinen Grund in der geringen Anpassungsfähigkeit der Vorgänge an eine analytische Formulierung, welch erstere bedingt ist durch den Umstand, daß für das physikalische Verhalten des ganzen Apparates einzig und allein ferromagnetische Sättigungserscheinungen maßgebend sind. Die Unmöglichkeit, denselben eine physikalisch begründete Formulierung zu verleihen, sowie die hohe Schwierigkeit, den Verlauf der Eisensättigungskurve auch nur genügend genau durch eine analytische Kurve von tunlichst einfachem Charakter zu interpolieren, brachten es mit sich, daß bis jetzt so wenig Versuche gemacht wurden, trotzdem vermittelst eines geschickt geschlossenen Kompromisses einer analytischen Methode gerecht zu werden.

Dr. Dreyfus ist nun der Sache in anerkennenswert geschickter Weise durch verschiedene voraussehende Annahmen gerecht geworden; Annahmen allerdings, die wennschon sie dadurch völlig berechtigt er-

---

1) Französisches Patent Nr. 418909 veröffentlicht am 22./12. 1910. L'industrie Electrique 10./5. 1911.

2) Italienische Patentanmeldung vom 3./2. 1911. Elektrot. Zschr. 28./9. 1911.

scheinen müssen, daß sie eine Analyse ermöglichen, doch in Wirklichkeit nie so ganz erfüllt sein werden, als daß nicht der sich auf sie aufbauenden Theorie der Fehler beschränkter Allgemeingiltigkeit und ein gewisser Mangel an allgemeinem Schlußfolgerungsrechte auf praktisch wichtige Fragen anhaftete.

Andererseits bleibt zu bedenken, daß auch schon eine qualitative Klärung der sich abspielenden Magnetisierungsvorgänge eine für die Praxis nicht zu unterschätzend wichtige Förderung darstellt und daß schließlich die Verneinung einer Theorie, die sich auf gewisse Voraussetzungen aufbaut, die wennschon sie nie ganz erfüllt sein werden, doch stets mit einer gewissen Annäherung erfüllbar sind, angesichts der besagten Tatsache, daß eben erst jene voraussätzlichen Annahmen eine Theoretisierung der Erscheinungen zulassen, nichts anderes bedeuten würde, als ein Verzicht für alle Zeiten auf irgendwelche theoretische Grundlagen, wie sie der inneren Erkenntnis der Tatsachen doch unumgänglich notwendig sind. Ob auf die Dauer die Praxis jeder aufklärenden Theorie entraten kann und nicht doch schließlich an jene Anschluß suchend, den durch die Dreyfussche Arbeit vor-

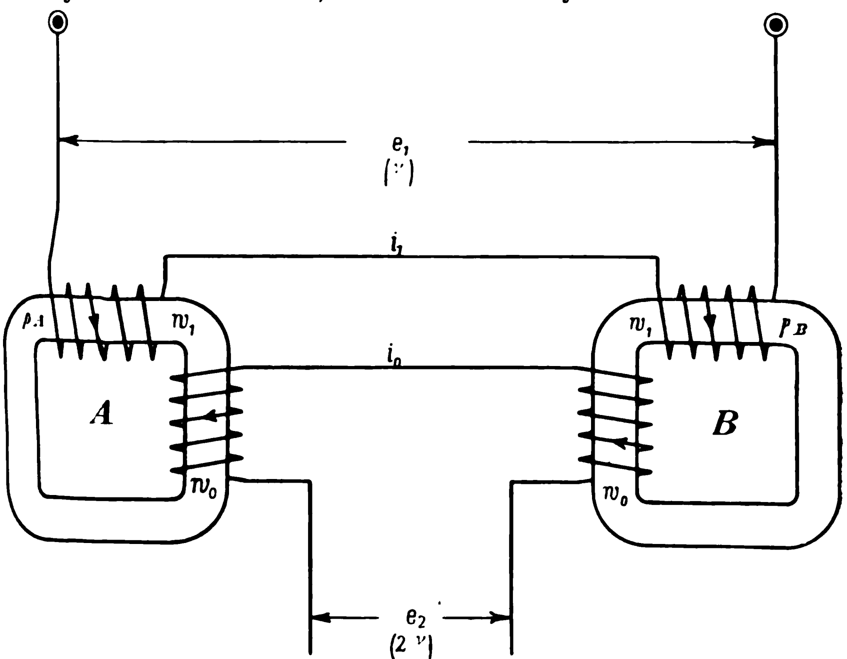


Fig. 1. Schaltung zur Frequenzverdoppelung.

gezeichneten Weg zur Realisierung der Theorie beschreiten wird, muß aber mehr wie fraglich erscheinen.

Von den verschiedenen bestehenden Schaltungsvarianten zur Frequenzverdoppelung eignet sich die von Joly und Vallauri angegebene,

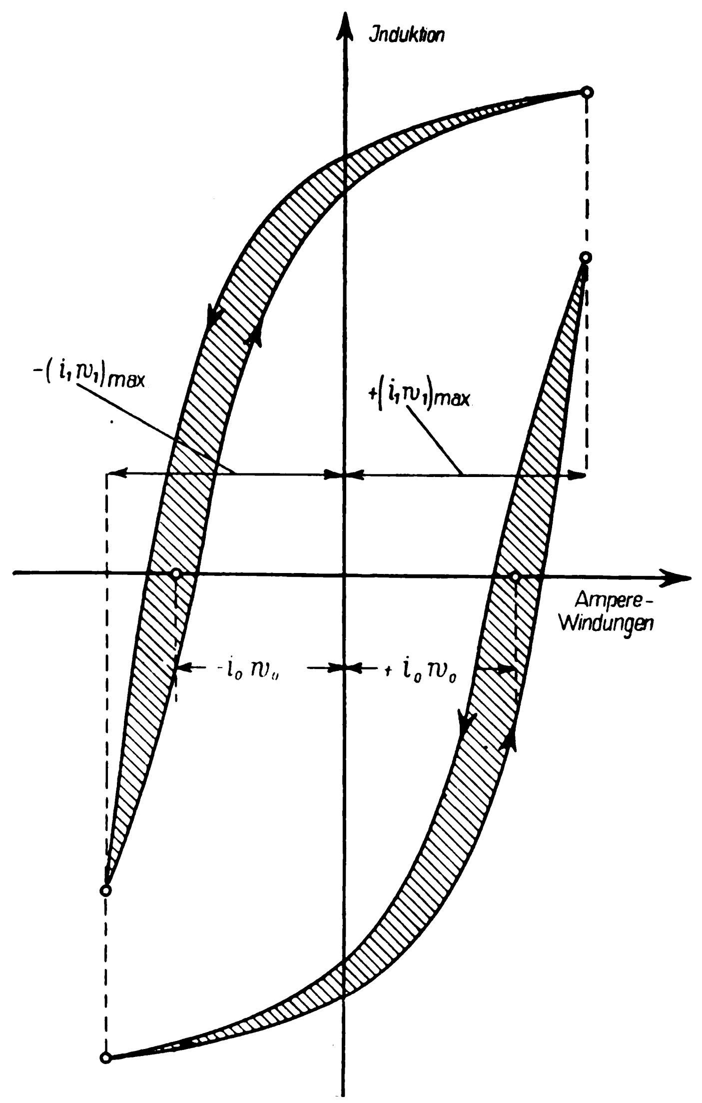


Fig. 2. Hysteresisschleifen bei Frequenzverdoppelung.

und wie sie auch von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie in die Praxis übernommen wurde, zu einer theoretischen Untersuchung insofern am besten, als sie am einfachsten ist und sozusagen das Grundelement aller anderen Schaltungsarten bildet, so daß der für diese Form des Frequenzwandlers angestellte Kalkül ohne allzugroße rechnerische Mühe auch für die anderen Schaltungsvarianten geltend umgewandelt werden kann.

Die Schaltung des Joly- resp. Vallaurischen Frequenzwandlers ist folgende (Fig. 1).

Die beiden Primärwickelungen p_A und p_B zweier völlig gleicher Transformatoren A und B sind in Serie geschaltet und liegen an der Wechselspannung e_1, deren Periodizität ν_1 sei. Sie treibt durch den Primärkreis den Magnetisierungsstrom i_1. Die Sekundärwickelungen der beiden Transformatoren sind ebenfalls in Serie geschaltet, jedoch einander entgegengesetzt, so daß zunächst die sekundäre Summenspannung e_2 Null ist, indem sich die sekundären Einzelspannungen in jedem Momente aufheben. Werden nun die beiden Kerne durch einen in der Sekundären resp. einen in einer eigenen, im Sinne derselben geschalteten Erregerwickelung fließenden Gleichstrom i_0 in einen konstanten magnetischen Zwangszustand versetzt, so tritt an den Klemmen der Sekundärwickelung eine Summenspannung auf, die nur geradzahlige Harmonische und zwar vorwiegend die der doppelten Grundfrequenz $\nu_2 = 2\nu_1$ enthält. Die innere Ursache dieser Erscheinung läßt sich ohne Mühe aus dem Verlaufe der Hysteresisschleifen der beiden Transformatorenkerne erklären. In Fig. 2 sind die Hysteresisschleifen zweier Transformatorenkerne, welche im Sinne der angegebenen Schaltungsmaßnahme magnetisiert werden, dargestellt.

Wie aus der Abbildung ersichtlich ist, tritt durch die Anwesenheit der durch i_0 hervorgerufenen konstanten Magnetisierung eine Unsymmetrie der beiden Schleifen auf, welche infolge des Entgegengesetztseins der Grundmagnetisierung für beide Transformatoren entgegengesetztes Vorzeichen besitzt.

Daraus folgt zwangläufig, daß, sobald die treibende Primärspannung e_1 nur ungerade Harmonische besitzt, was bei technisch gebräuchlichen Wechselstromgeneratoren stets der Fall ist, auch der Magnetisierungsstrom denselben Charakter besitzen muß; d. h. mit anderen Worten: Stromwerte, die zeitlich um $^1/_2$ Periode der Primärspannung, also um: $\left(\frac{T}{2}\right)$ auseinander liegen, sind einander gleich, jedoch entgegengesetzten Vorzeichens.

Besitzt also zu irgendeiner Zeit t der Kern mit dem Index A die momentane Magnetisierung:

$$A\,W_A = i_0 \cdot w_0 + [i_t \cdot w]_1$$

und dementsprechend den Kraftflux:

$$n_A = N_0 + N_1 \sin(\omega t - \varphi_1) + N_2 \sin(2\,\omega t - \varphi_2) + \\ + N_3 \sin(3\,\omega t - \varphi_3) + N_4 \sin(4\,\omega t - \varphi_4) + \ldots\ldots$$

so besitzt unbedingt der andere Kern — mit dem Index B — die erregenden Amperewindungen:

$$A\,W_B = -\,i_0 \cdot w_0 + [i_t \cdot w]_1$$

Dies ist aber nach obigem:

$$A\,W_B = -\left\{\left[i_{t+\frac{T}{2}} \cdot w\right]_1 - i_0 \cdot w_0\right\}$$

Außerdem muß der Kraftfluß des zweiten Kernes sein:

$$n_B = -\,N_0 + N_1 \sin(\omega t - \varphi_1) - N_2 \sin(2\,\omega t - \varphi_2) + \\ + N_3 \sin(3\,\omega t - \varphi_3) - N_4 \sin(4\,\omega t - \varphi_4) + \ldots\ldots$$

oder:

$$n_{B\,t} = -\,n_{A\left(t+\frac{T}{2}\right)}$$

Diese Gleichung in Werte gefaßt ergibt den Satz:

Der Magnetisierungszyklus des zweiten Transformators ist genau um $1/2$ Periode gegen den Zyklus des ersten Transformators versetzt.

Nun muß aber nach Früherem der primäre Fluß, das ist der mit der gesamten primären Wickelung verkettete, gleich sein der Summe der Einzelflüsse; also:

$$N_1 = [n_A + n_B] = 2\,[N_1 \sin(\omega t - \varphi_1) + N_3 \sin(3\,\omega t - \varphi_3) + \\ + N_5 \sin(5\,\omega t - \varphi_5) + \ldots\ldots]$$

während der sekundäre Flux, analog definiert, gleich sein muß:

$$N_2 = [n_A - n_B] = 2\,[N_0 + N_2 \sin(2\,\omega t - \varphi_2) + \\ + N_4 \sin(4\,\omega t - \varphi_4) + \ldots\ldots]$$

Man sieht, daß die Sekundärspannung e_2, welche durch die Ableitung von N_2 gegeben ist, ebenso wie N_2 selbst, nur gerade Harmonische enthält.

Mit dieser Ableitung ist das fundamentale Gesetz der Frequenzverdoppelung bewiesen.

1. Analytische Formulierung von Sättigungskurven.

Ihren Ausgangspunkt muß jede analytische Theorie eines statischen Frequenztransformators selbstredend in der Formulierung der Sättigungs- resp. Eisenmagnetisierungskurve haben.

Die Bedingungen, denen eine solche Formulierung Genüge zu leisten hat, sind zweierlei Art.

Einmal muß die Anschmiegung der analytischen Kurve an die physikalische eine möglichst innige sein, damit der praktische Wert der sich auf die analytische Kurve aufbauenden Theorie nicht zu sehr eingeschränkt wird. Außerdem soll aber auch die mathematische Formulierung eine solche sein, daß sich die anzustellenden Untersuchungen mit tunlichst leichter Mühe rechnerisch durchführen lassen.

Die formellen Bedingungen, die Dreyfus für die analytische Interpolation einer Sättigungskurve aufstellt, sind folgende:

Die analytische Kurve muß:

1. durch den Koordinatenanfangspunkt gehen und im ersten und dritten Quadranten kongruent sein;

2. ihrem ganzen Charakter nach der Sättigungskurve möglichst entsprechen;

3. mindestens drei willkürliche Konstante besitzen, damit die Funktion im Nullpunkte und mindestens drei anderen Punkten mit der physikalischen Kurve in Übereinstimmung gebracht werden kann.

Diesen drei Bedingungen neben der leichter rechnerischer Durchführbarkeit des ganzen Problems genügt in hohem Maße die Funktion:

$$B = A \operatorname{arctg} \alpha x + C x \tag{1}$$

wo B die Induktion und x die magnetisierenden Amperewindungen pro Zentimeter Kraftlinienlänge bedeuten.

Um durch diese Funktion eine gegebene, experimentell ermittelte Eisenmagnetisierungskurve zu interpolieren, hat man nur rechnerisch die drei Konstanten A, α und C zu bestimmen.

Dieses Verfahren ist sehr einfach; man greift von der Originalkurve drei passend gewählte Punkte heraus; etwa (Fig. 3):

P_1 mit den Koordinaten B_1 und x_1
P_2 „ „ „ B_2 „ x_2
P_3 „ „ „ B_3 „ x_3

Es ist nun zu setzen:

$$\left.\begin{aligned} B_1 &= A \operatorname{arctg} \alpha x_1 + C x_1 \\ B_2 &= A \operatorname{arctg} \alpha x_2 + C x_2 \\ B_3 &= A \operatorname{arctg} \alpha x_3 + C x_3 \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

Eleminiert man nun A und C, so erhält man:

$$\frac{B_1 x_2 - B_2 x_1}{B_3 x_2 - B_2 x_3} = \frac{x_2 \operatorname{arctg} \alpha x_1 - x_1 \operatorname{arctg} \alpha x_2}{x_2 \operatorname{arctg} \alpha x_3 - x_3 \operatorname{arctg} \alpha x_2} \tag{3}$$

Hat man diese Gleichung durch Probieren für α gelöst und in zwei Gleichungen des Gleichungssystems (2) eingeführt, so resultieren sofort zwei lineare Gleichungen ersten Grades für A und C, die leicht lösbar sind.

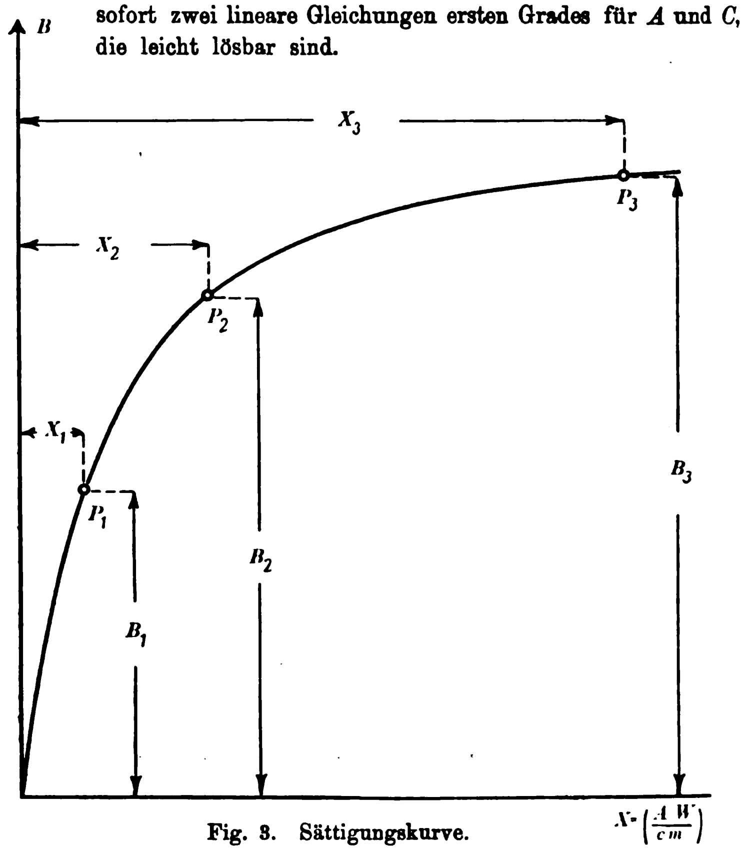


Fig. 3. Sättigungskurve.

In der Originalarbeit wurde an verschiedenen Sättigungskurven die große Annäherung zwischen analytischer und physikalischer Kurve erwiesen; und es seien ihres Interesses halber die interpolierten Kurven hier wiedergegeben, während die miteingetragenen Punkte aufgenommenen Meßwerten entsprechen.

Fig. 4 zeigt die rechnerische Interpolation einer Magnetisierungskurve von normalem Ankerblech.

Die ausgezogene Kurve befolgt das Gesetz:

$$B = 9800 \text{ arctg} \left(0{,}41 \frac{AW}{\text{cm}}\right) + 21 \frac{AW}{\text{cm}}$$

Ist schon, wie die Fig. 4 zeigt, die Annäherung eine ungemein hohe, so kann man dieselbe noch mehr steigern durch den Ansatz:

$$B = A \operatorname{arctg} \alpha x + C \operatorname{arctg} \gamma x \qquad (4)$$

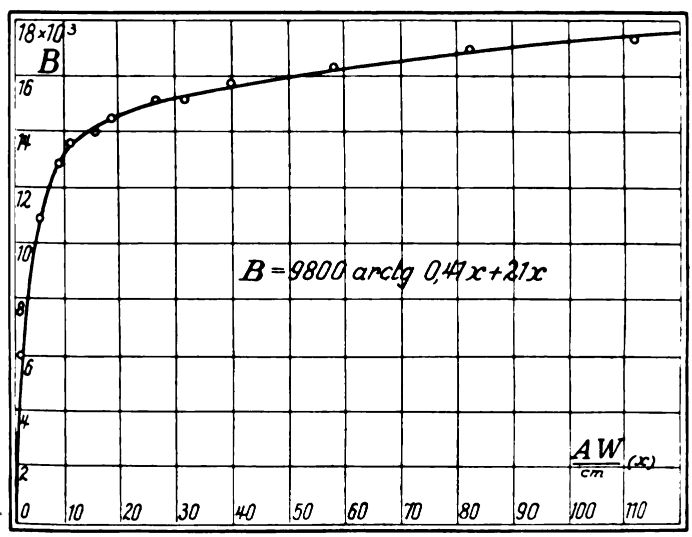


Fig. 4. Sättigungskurve für normales Ankerblech.

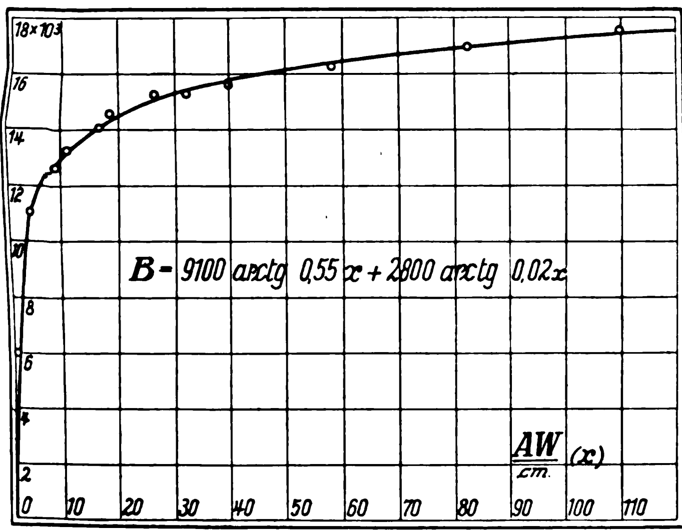


Fig. 5. Sättigungskurve für normales Ankerblech.

Die Funktion enthält nun vier Konstante, nämlich A, C, α und γ. Der Interpolationskurve können somit bei dieser Formulierung neben dem Nullpunkt noch vier weitere Punkte vorgeschrieben werden.

Die Kurve der Fig. 5 ist gegeben durch die Funktion:

$$B = 9100 \operatorname{arctg} \left(0{,}55 \frac{A\,W}{\mathrm{cm}}\right) + 2800 \operatorname{arctg} \left(0{,}02 \frac{A\,W}{\mathrm{cm}}\right)$$

Sie schmiegt sich in der Tat noch genauer an, namentlich in ihrem unteren Aste; allerdings ist die Anwendung der erweiterten Formulierung in ihrer Anwendung zur Theorie des statischen Frequenzwandlers mit einer gesteigerten rechnerischen Umständlichkeit verbunden.

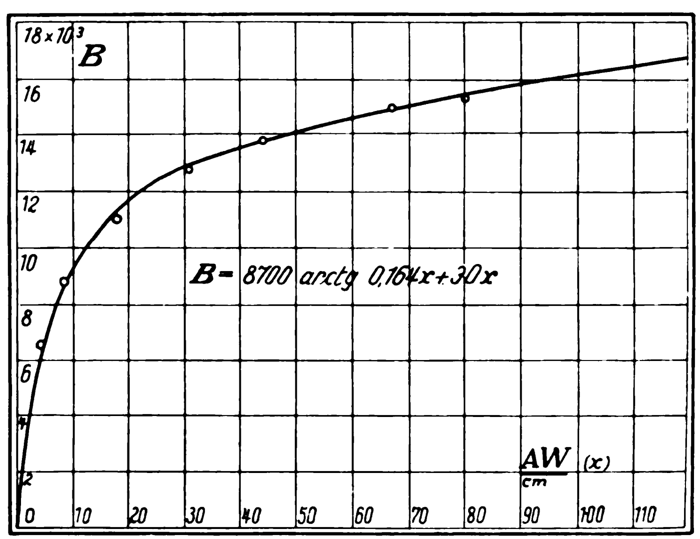


Fig. 6. Sättigungskurve für legiertes Blech

Schließlich ist in Fig. 6 und 7 die Interpolation der Sättigungskurve von sogenanntem „legierten" Eisenblech, wie es durchwegs in der Hochfrequenztechnik zur Anwendung kommt, durchgeführt.

Es gelten hierzu die Funktionen:

$$B = 8700 \operatorname{arctg} \left(0{,}164 \frac{A\,W}{\mathrm{cm}}\right) + 30 \frac{A\,W}{\mathrm{cm}}$$

und:

$$B = 7800 \operatorname{arctg} \left(0{,}21 \frac{A\,W}{\mathrm{cm}}\right) + 4530 \operatorname{arctg} \left(0{,}013 \frac{A\,W}{\mathrm{cm}}\right)$$

Mit den angeführten Kurven dürfte die hohe Brauchbarkeit der vorgeschlagenen Formulierung erwiesen sein.

2. Die Vorausberechnung der Leerlaufspannung eines statischen Frequenzverdopplers.

Die Verwendung des Frequenzwandlers zu Zwecken der drahtlosen Telegraphie und Telephonie bringt stets die Anwendung des Resonanzprinzipes mit sich. Da die Konstruktion von rationellen Wechselstrommaschinen bis zu einer Eigenperiodizität von $10-15 \times 10^3$ heutzutage absolut keine Schwierigkeiten mehr bietet, wird man, damit man nicht zu viel Verdoppelungsstufen anwenden muß, um in den

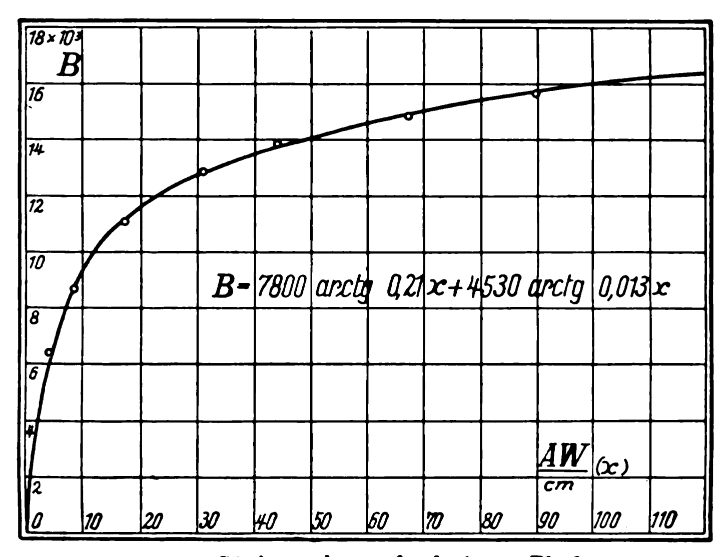


Fig. 7. Sättigungskurve für legiertes Blech.

Bereich der in der Radiotelegraphie und Telephonie gebräuchlichen Frequenzen zu gelangen, auch solche Maschinen verwenden.

Diese schon an und für sich hohe Grundfrequenzen bedingen die Maßnahme der Abstimmung auch schon des ersten Primärkreises, dann würde ein z. B. 10000 periodiger Generator ohne weiteres auf eine Verdoppelungsstufe arbeiten, so wäre durch die Selbstinduktion der Arbeitswickelung des Generators und die des Verdopplers eine sehr hohe Reaktanz bedingt angesichts der hohen Frequenz, so daß die Transformatoren nur einen sehr geringen Magnetisierungsstrom und damit eine sehr geringe scheinbare Leistung aufnehmen könnten. Um

eine völlige Ausnützung des Generators, resp. bei Mehrfachverdoppelung, der jeweiligen Primärstufe, zu erzielen, ist man darauf angewiesen, den aus der Maschinenwickelung, resp. aus der Sekundärwickelung der vorigen Verdopplerstufe, und der Primärwickelung des untersuchten Verdoppelungstransformators gebildeten Kreis mit einer Kapazität auszurüsten, von solcher Abmessung, daß der ganze Ausgleichszustand möglichst in der Nähe der Spannungsresonanz vor sich geht.

Dies bedingt nun aber, daß die Klemmenspannung des Frequenzverdoppelungstransformators weder in Größe noch Phase mit der Maschinenspannung übereinstimmt. Auch ist ihre Kurvenform ebensowenig, wie die des Magnetisierungsstromes i_1 bekannt.

Die analytische Methode verlangt nun aber angesichts der speziellen Formulierung der Eisenmagnetisierungskurve unbedingt die Annahme rein sinusförmigen Magnetisierungsstromes. Durch diese Annahme ist nun allerdings der allgemeine und strenge Geltungsbereich der ganzen Ableitung erheblich eingeschränkt. Die Grenzen dieses Beschränktseins können erst im Verlaufe der Untersuchung und an Hand der dadurch gewonnenen Erkenntnis gezogen werden. Fürs erste sei hier nur gesagt, daß die Annahme sinusförmigen Magnetisierungsstromes bei Frequenzverdopplern, die nur ungeradzahlige Harmonische ausnützen, mit genügender Genauigkeit berechtigt ist, und daß ferner ihr Erfülltsein dann als ebenso genügend genau angenommen werden darf, sobald die Verdoppelungstransformatoren eine möglichst hohe Grundmagnetisierung erhalten — dadurch wird deren wirksame Selbstinduktion verringert — und man in den Schwingungskreis Selbstinduktionsspulen von möglichst hoher konstanter Selbstinduktion legt, so daß die resultierende, totale Kreisselbstinduktion einen nur bis auf einen prozentual ganz geringen Betrag konstanten Wert darstellt.

Schließlich läßt sich die Annahme sinusförmigen Magnetisierungsstromes durch die in Abschnitt 5 gegebene Schaltungsmaßnahme mit beliebiger Annäherung realisieren.

Es sei also nicht wie sonst üblich, die Generator-EMK. als „oberste Tatsache“ eingeführt, sondern eben der sinusförmige Primärstrom i_1, der dem Zeitgesetze gehorche:

$$i_1 = J_1 \cos \omega t$$

Die spezifischen Erregeramperewindungen können dann geschrieben werden:

$$\frac{A\,W_1}{\text{cm}} = x_1 \cos \omega t$$

Wird durch genügend große Vorschaltdrosseln D im Gleichstromkreise die Ausbildung eines Hochfrequenzstromes unterdrückt, so kann

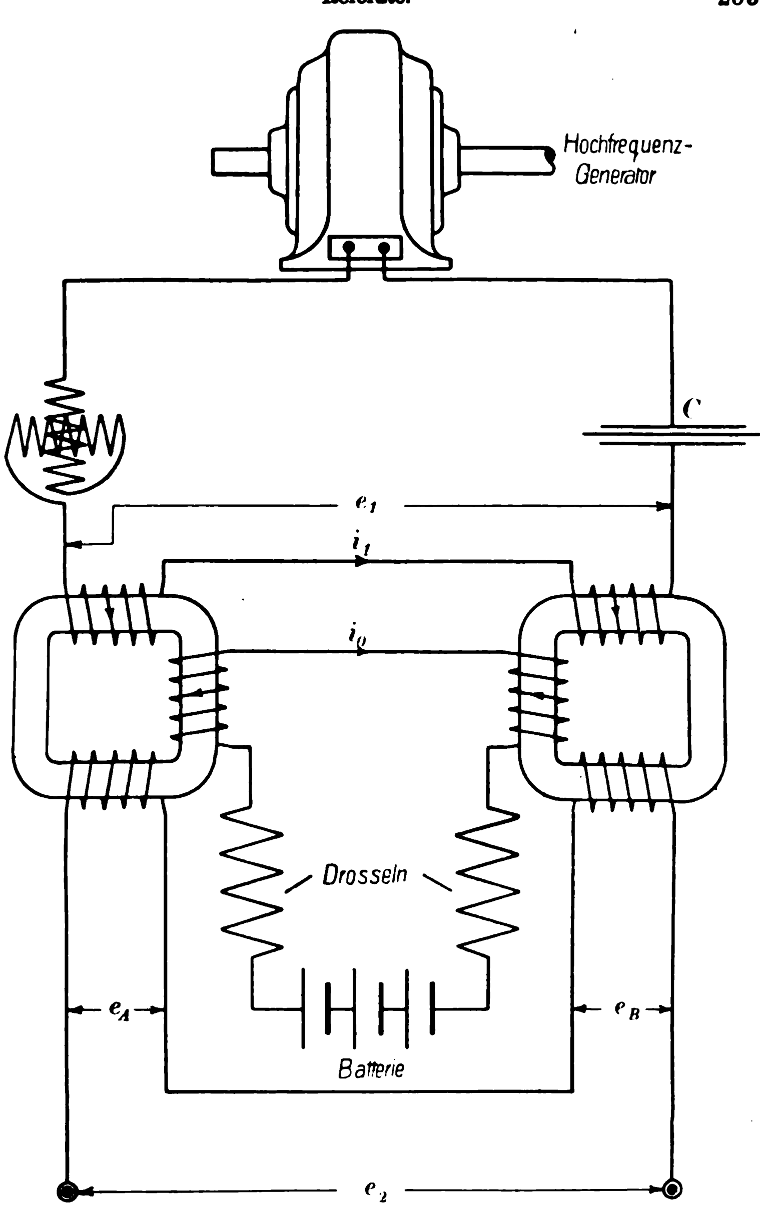


Fig. 8. Schaltung für Frequenzverdoppelung.

der erregende Strom i_0 (Fig. 8) als reiner Gleichstrom ohne übergelagerte Wechselstromkomponente angesehen werden.

Es ist dann:

$$i_0 = J_0 = \text{konst.}$$

bzw.

$$\frac{A W_0}{\text{cm}} = x_0 = \text{konst.}$$

Die Sekundärwickelung sei offen, der Transformator also unbelastet.

Es tut sich nunmehr die Frage auf nach Betrag und Kurvenform der in der Wickelung jedes einzelnen Kernes induzierten Spannungen e_A und e_B.

Daß nun, um ein Rechenverfahren durchführen zu können, die Verluste durch Eisenummagnetisierung der beiden Kerne vernachlässigt werden müssen, ist natürlich selbstverständlich.

Diese Annahme, d. h. die Nullsetzung der Eisenverluste, ist um so mehr erlaubt, jemehr es gelingt, den Magnetisierungsverlust pro Zyklus in möglichst kleinen Grenzen zu halten und zwar die Hysteresisverluste durch Anwendung richtig geglühten Materiales, die Wirbelstromverluste dagegen durch Anwendung „legierter" Bleche — also solcher von möglichst geringer elektrischer Leitfähigkeit — von äußerst geringer Einzelblechstärke (etwa 0,05—0,03 mm).

Die Vernachlässigbarkeit der Eisenverluste ist für den Weitergang der Ableitung insofern von eingreifender Wichtigkeit, als durch sie die durch ihren Flächeninhalt die Verlustgröße bedingende Magnetisierungsschleife zur „jungfräulichen" Magnetisierungskurve zusammenschrumpft und jedem Betrage der magnetisierenden Amperewindungen auch nur ein eindeutig bestimmter Induktionswert zugeordnet bleibt. Es kann also dann für die weitere Rechnung der frühere Ansatz:

$$B = A \operatorname{arctg} \alpha x + C x \tag{1}$$

beibehalten werden, wo $x = \frac{A W}{\text{cm}}$

Für den zeitlichen Verlauf der Induktionen in beiden Transformatoren A und B lassen sich nun sofort folgende beide Gleichungen anschreiben:

$$\left.\begin{aligned} B_A &= A \operatorname{arctg} \alpha (x_1 \cos \omega t + x_0) + C(x_1 \cos \omega t + x_0) \\ &\text{und} \\ B_B &= A \operatorname{arctg} \alpha (x_1 \cos \omega t - x_0) + C(x_1 \cos \omega t - x_0) \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

Die induzierte EMK. pro Ring und Windung ist dann bei einem Eisenquerschnitt von F cm² gleich:

$$\frac{e_A}{w} = -F\frac{d\,B_A}{d\,t}\cdot 10^{-8}[\text{Volt}] \quad \text{resp.} \quad \frac{e_B}{w} = -F\frac{d\,B_B}{d\,t}\cdot 10^{-8}[\text{Volt}]$$

Hierin die Ausdrücke für B_A und B_B aus (5) eingeführt, gibt:

$$\left.\begin{aligned} \frac{e_A}{w} &= (F\omega\, 10^{-8})\, x_1 \sin\omega t \left(\frac{A\alpha}{1+\alpha^2(x_1\cos\omega t + x_0)^2} + C\right) = \\ &= (F\omega\, 10^{-8}) \sin\omega t \left\{\frac{A}{\alpha x_1}\cdot\right. \\ &\quad \left.\cdot\frac{2}{\cos 2\omega t + 4\dfrac{x_0}{x_1}\cos\omega t + 2\left(\dfrac{x_0}{x_1}\right)^2 + 2\left(\dfrac{1}{\alpha x_1}\right)^2 + 1} + C x_1\right\} \end{aligned}\right\} \quad (6\,\text{a})$$

Ebenso:

$$\left.\begin{aligned} \frac{e_B}{w} &= (F\omega\, 10^{-8})\, x_1 \sin\omega t \left(\frac{A\alpha}{1+\alpha^2(x_1\cos\omega t - x_0)^2} + C\right) = \\ &= (F\omega\, 10^{-8}) \sin\omega t \left\{\frac{A}{\alpha x_1}\cdot\right. \\ &\quad \left.\cdot\frac{2}{\cos 2\omega t - 4\dfrac{x_0}{x_1}\cos\omega t + 2\left(\dfrac{x_0}{x_1}\right)^2 + 2\left(\dfrac{1}{\alpha x_1}\right)^2 + 1} + C x_1\right\} \end{aligned}\right\} \quad (6\,\text{b})$$

Beide Gleichungen unterscheiden sich nur durch ein Vorzeichen im Nenner, und man kann leicht zeigen, daß die Spannungskurven gleiche Kurvenform besitzen, jedoch um eine halbe Periode verschoben sind.

Ersetzt man nämlich:

$$\sin\omega t \text{ durch } -\sin\omega\left(t+\frac{T}{2}\right)$$

$$\cos\omega t \text{ durch } -\cos\omega\left(t+\frac{T}{2}\right)$$

und endlich: $\cos 2\omega t$ durch $+\cos 2\omega\left(t+\frac{T}{2}\right)$

so läßt sich die Gleichung (6b) auch schreiben:

$$\frac{e_B}{w} = -(F\omega\, 10^{-8}) \sin\omega\left(t+\frac{T}{2}\right)\cdot$$

$$\cdot\left\{\frac{A}{\alpha x_1}\cdot\frac{2}{\cos 2\omega\left(t+\dfrac{T}{2}\right) + 4\dfrac{x_0}{x_1}\cos\omega\left(t+\dfrac{T}{2}\right) + 2\left(\dfrac{x_0}{x_1}\right)^2 + 2\left(\dfrac{1}{\alpha x_1}\right)^2 + 1} + C x_1\right\}$$

Es ist somit:

$$e_{B(t)} = - e_A\left(t + \frac{T}{2}\right) \tag{7}$$

Auf der primären Seite addieren sich nun die feldbalancierenden Spannungen zu:

$$e_1 = e_A + e_B \tag{8}$$

Die auftretende Totalspannung kann somit nur ungerade Harmonische enthalten von doppelter Amplitude der Teilspannungen.

Auf der sekundären Seite, auf welcher die Wickelungen der Transformatoren entgegengesetzt geschaltet sind, müssen sich alle ungeraden Harmonischen aufheben; die Sekundärspannung:

$$e_2 = e_A - e_B \tag{9}$$

kann somit nur geradzahlige Harmonische enthalten, die gleicher Phase sind und doppelt so große Amplituden besitzen wie die Einzelspannungen.

Damit ist auf rein analytischem Wege das Gesetz der statischen Frequenztransformation abgeleitet, dessen Mechanismus bereits in der Einleitung erhellt wurde.

In folgendem soll nun für einige bestimmte Fälle die Kurvenform der Teilspannungen e_A und e_B rechnerisch ermittelt und daraus die primäre und sekundäre Totalspannung e_1 und e_2 konstruiert werden. Diese beiden Spannungen sind für die Theorie von größter Wichtigkeit; und zwar die primäre Spannung $[e_A + e_B]$ insofern, als sie Aufschluß gibt über die Kurvenform der anzuwendenden, treibenden Spannung um in der Tat sinusförmigen Magnetisierungsstrom zu erhalten; die sekundäre Spannung $[e_A - e_B]$ dagegen insofern, als sie neben der Größe der Amplitude der zweiten auch die jener der höheren geradzahligen Harmonischen zu ermitteln gestattet und damit die Möglichkeit beleuchtet, auch höhere, als die zweite Harmonische zur Frequenzvervielfältigung heranzuziehen.

Nach der in Fig. 4 gegebenen Sättigungskurve, die dem Gesetze gehorcht:

$$B = 9800 \operatorname{arctg}\left(0{,}41 \frac{AW}{\text{cm}}\right) + 21 \frac{AW}{\text{cm}}$$

sind folgende Werte zusammengehörig:

$$A = 9800$$
$$\alpha = 0{,}41$$

und $$C = 21$$

Die beiden Transformatoren seien durch den Wechselstrom i_1 bis zum Knie gesättigt; es sei also etwa:

$$x_1 = 12{,}2 \frac{AW}{\text{cm}}$$

bzw.

$$\alpha \cdot x_1 = 5{,}0$$

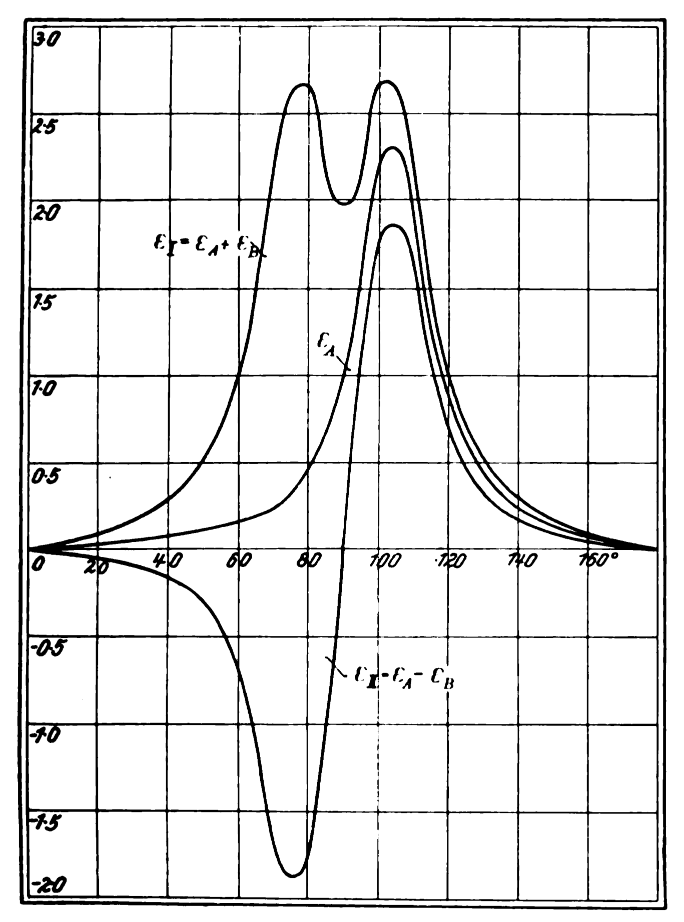


Fig. 9. Spannungskurven für $\alpha x_1 = 5{,}0$; $\frac{x_0}{x_1} = 0{,}25$

Die Gleichstromerregung sei variabel, und zwar sei:

$$\frac{x_0}{x_1} = 0{,}25;\ 0{,}5 \text{ und } 0{,}75$$

$$V = L\left(\frac{d^2\eta}{dt^2} + \varrho\frac{d\eta}{dt} + q^2\eta\right) \tag{29}$$

(28) ist mit der früheren Differentialgleichung (5) identisch; auch der Verlauf von V und seine Fouriersche Darstellung in Gleichung (8) bleibt — bei gleicher Verfügung über die Zeitpunkte der Stromumkehr im Lichtbogen — ungeändert erhalten. Deshalb überträgt sich auch die Darstellung (16) für den Speisestrom und der Wert (18) desselben für den Zeitpunkt $t = 0$ ohne Änderung auf den jetzigen Fall. Abzuändern ist nur die Integration der Differentialgleichung (29) wegen des hinzugetretenen Dämpfungsgliedes. Wir setzen jetzt — im Gegensatz zu (9) — an

$$\eta = \Sigma b_n \sin(npt - \gamma_n) \tag{30}$$

sowie — in Übereinstimmung mit (7) und (8) —

$$V = \Sigma a_n \sin npt = \frac{4a}{\pi} \sum_{1,3,5,\dots} \frac{1}{n} \sin npt$$

Aus der Differentialgleichung (29) bestimmen sich dann die beiden Reihen von Unbekannten b_n, γ_n in bekannter Weise zu

$$\left.\begin{aligned} b_n &= \frac{a_n}{L\sqrt{(q^2 - n^2p^2)^2 + (\varrho np)^2}} = \frac{4a}{L\pi n}\frac{1}{\sqrt{(q^2 - n^2p^2)^2 + (\varrho np)^2}} \\ \operatorname{tg}\gamma_n &= \frac{\varrho np}{q^2 - n^2p^2} \qquad \cos\gamma_n = -\frac{n^2p^2 - q^2}{\sqrt{(q^2 - n^2p^2)^2 + (\varrho np)^2}} \end{aligned}\right\} \tag{31}$$

Von der Ladung η gehen wir sogleich zum Strome $y = \frac{d\eta}{dt}$ über und erhalten

$$y = \Sigma b_n np \cos(npt - \gamma_n) = \frac{4ap}{L\pi} \sum_{1,3,5,\dots} \frac{\cos(npt - \gamma_n)}{\sqrt{(q^2 - n^2p^2)^2 + (\varrho np)^2}} \tag{32}$$

Für $t = 0$ läßt sich dieser Ausdruck bequem summieren, wie in der ursprünglichen Publikation näher nachzulesen ist. Führt man die Abkürzungen ein:

$$\xi = \frac{\pi\sqrt{q^2 - \frac{\varrho^2}{4}}}{2p} \qquad \eta = \frac{\pi\varrho}{4p} \tag{33}$$

so wird nämlich:

$$y_0 = -\frac{\pi a}{2Lp\xi}\frac{\sin 2\xi}{\cos 2\xi + \operatorname{Cos} 2\eta} \tag{34}$$

Nunmehr gehen wir auf die noch zu erfüllende Gleichung (17a) über, welche wie im vorigen Paragraph die Bedingung für das Erlöschen des Lampenstromes bei $t = 0$, $t = \pm T, \ldots$ darstellt. Da x_0, wie bemerkt, den früheren Wert (18) ungeändert beibehält, können wir diese Bedingung folgendermaßen schreiben:

$$A \sin p\, t_0 = \frac{\pi a}{2}\left(1 + \frac{D}{L}\frac{1}{\xi}\frac{\sin 2\xi}{\cos 2\xi + \mathfrak{Cof}\, 2\eta}\right) \tag{35}$$

Mit $R = 0$, $\varrho = 0$, $\eta = 0$ geht sie, wie man sofort sieht, in die frühere Bedingung (23) über, indem

$$\frac{\sin 2\xi}{1 + \cos 2\xi} = \operatorname{tg} \xi$$

wird. Die Bedingung (35) bestimmt, wie früher, die Phase t_0 im Ausdrucke der EMK., wenn sich daraus für $|\sin p\, t_0|$ ein Wert kleiner als 1 ergibt, und weist im entgegengesetzten Falle darauf hin, daß unsere bisherigen Betrachtungen ihre Gültigkeit verlieren und daß eine neue Schwingungsform einsetzt.

Schließlich haben wir den effektiven Strom unter Berücksichtigung des Widerstandes zu berechnen als das für den Vergleich mit den Beobachtungen maßgebende Element. Er ist nach Gleichung (32) folgendermaßen bestimmt:

$$\bar{y}^2 = \frac{1}{2T}\int_{-T}^{+T} y^2\, d\,T = \frac{1}{2}\left(\frac{4ap}{L\pi}\right)^2 \sum_{1,3,5,\ldots} \frac{1}{(n^2p^2 - q^2)^2 + (\varrho\, n p)^2}$$

Die hier auftretende Summe läßt sich abermals bequem summieren (vgl. die ursprüngliche Publikation); man hat nämlich

$$\bar{y}^2 = \frac{1}{2}\left(\frac{\pi a}{2Lp}\right)^2 \frac{1}{\xi\,\eta(\xi^2 + \eta^2)} \frac{\xi\, \mathfrak{Sin}\, 2\eta - \eta \sin 2\xi}{\cos 2\xi + \mathfrak{Cof}\, 2\eta} \tag{36}$$

Der frühere Ausdruck (26) folgt hieraus natürlich durch Grenzübergang für $\eta = 0$. Die Maxima und Minima dieses Ausdruckes liegen (bei nicht zu großem η) jedenfalls in der Nähe der Minima und Maxima des Nenners $\cos 2\xi + \mathfrak{Cof}\, 2\eta$, d. h. in der Nähe von

$$\cos 2\xi = -1, \quad \xi_{\max} = (2n + 1)\frac{\pi}{2} \tag{37}$$

bzw. von

$$\cos 2\xi = +1, \quad \xi_{\min} = 2n\frac{\pi}{2} \tag{37a}$$

Den ersteren entsprechen nach (40) Frequenzen q, die gegeben sind durch

$$\sqrt{q^2 - \frac{\varrho^2}{4}} = (2n + 1)p \tag{38}$$

den letzteren solche, die sich berechnen aus

$$\sqrt{q^2 - \frac{\varrho^2}{4}} = 2np \tag{38a}$$

Die aus den Versuchen abgeleitete Regel, wonach die Maxima des effektiven Stromes im Kondensator bei den ungeraden, die Minima bei den geraden Vielfachen der Frequenz des Speisestromes liegen, ist also, wie leicht verständlich, mit Rücksicht auf die Dämpfung nicht ganz exakt, einmal wegen Hinzutretens des (kleinen) Termes $\frac{\varrho^2}{4}$ zu q^2, sodann aber auch, weil die Bestimmung von ξ_{max} und ξ_{min} mittels der Gleichung (38) und (38a) nur eine angenäherte ist.

Begnügen wir uns mit dieser Annäherung (das Genauere kann aus den nachstehenden quantitativen Figuren entnommen werden), so können wir die Größe der Maxima und Minima des effektiven Stromes durch einfache Formeln berechnen. Für $\cos 2\xi = \mp 1$ ist $\sin 2\xi = 0$; ferner gilt

$$\frac{\mathfrak{Sin}\, 2\eta}{-1 + \mathfrak{Cos}\, 2\eta} = \frac{\mathfrak{Cos}\, \eta}{\mathfrak{Sin}\, \eta} = \mathfrak{Ctg}\, \eta \qquad \frac{\mathfrak{Sin}\, 2\eta}{1 + \mathfrak{Cos}\, 2\eta} = \frac{\mathfrak{Sin}\, \eta}{\mathfrak{Cos}\, \eta} = \mathfrak{Tg}\, \eta$$

Aus (36) folgt also

$$\left.\begin{aligned} \bar{y}_{max} &= \frac{\pi a}{2Lp} \sqrt{\frac{\mathfrak{Ctg}\, \eta}{2\eta}} \frac{1}{\sqrt{\xi^2 + \eta^2}} \\ \bar{y}_{min} &= \frac{\pi a}{2Lp} \sqrt{\frac{\mathfrak{Tg}\, \eta}{2\eta}} \frac{1}{\sqrt{\xi^2 + \eta^2}} \end{aligned}\right\} \tag{39}$$

Die Maxima sind durch den Einfluß der Dämpfung natürlich endlich geworden. Die Maxima und Minima liegen, als Funktion der Variabeln ξ resp. der damit annähernd proportionalen Frequenz q gedacht, je auf einer einfachen Kurve (der 4. Ordnung), welche von der für die Minima früher gefundenen gleichseitigen Hyperbel um so mehr abweicht, je größer η, d. h. je größer die Dämpfung ist.

In den Figg. 6 und 7 ist der Verlauf des effektiven Stromes als Funktion der Frequenz q im Kondensatorkreise quantitativ dargestellt

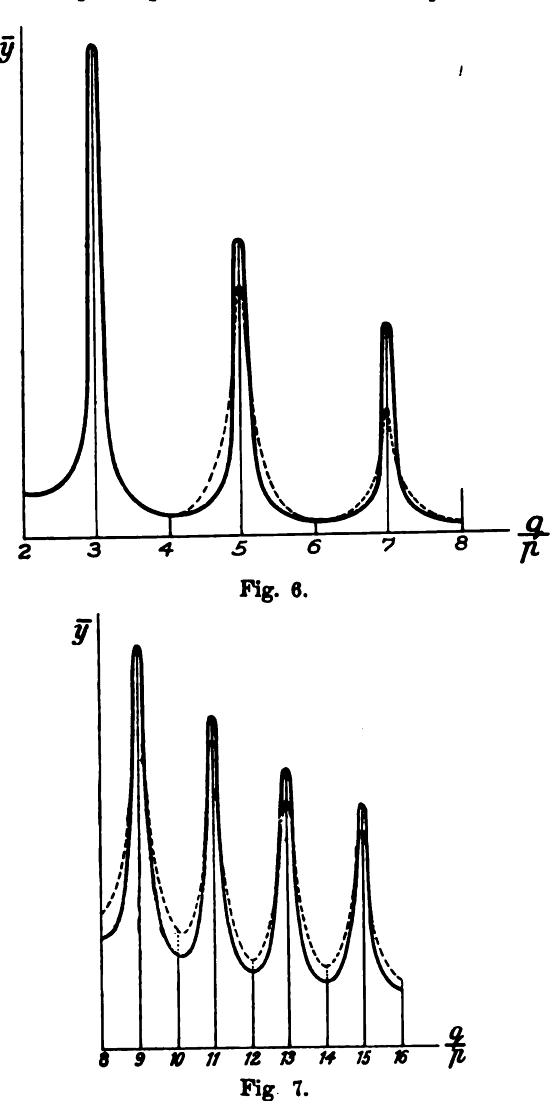


Fig. 6.

Fig. 7.

in zwei Fällen, die den Figg. 2a und 2b von Rukop und Zenneck entsprechen. In Fig. 6 ist angenommen

$$R = 25 \text{ Ohm}, \quad L = 1 \text{ Henri}, \quad \frac{R}{L} = 25 \text{ sec}^{-1}$$

in Fig. 7

$$R = 10 \text{ Ohm}, \quad L = 0{,}1 \text{ Henri}, \quad \frac{R}{L} = 100 \text{ sec}^{-1}$$

Rukop und Zenneck geben für die entsprechenden Figuren an: $R = 20\,\Omega$, $L = 1{,}1\,H$ resp. $R = 6\,\Omega$, $L = 0{,}12\,H$; die Widerstände sind bei uns etwas höher genommen, um den Verlusten im Kondensator Rechnung zu tragen, die in unser R einzubeziehen sind. Für p

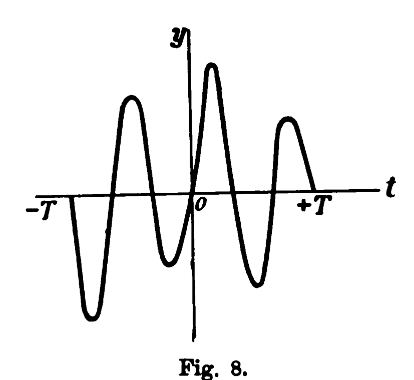


Fig. 8.

ist, wie oben und in den Versuchen, die Frequenz des technischen Wechselstromes genommen: $p = 100\,\pi$. Es berechnet sich dann für Fig. 7 $\eta = \frac{1}{16}$, für Fig. 8 $\eta = \frac{1}{4}$. Als Abszisse ist das mit ξ im wesentlichen proportionale Verhältnis $\frac{q}{p}$ aufgetragen; experimentell wurde dieses Verhältnis durch Änderung der Kapazität des Kondensators variiert. Die Ordinate $\bar{y}$ ist in solchem Maßstabe aufgetragen, daß das erste in den Figuren gezeichnete Maximum der theoretischen Kurve mit dem beobachteten der Größe nach übereinstimmt. Die beobachteten Kurven sind punktiert eingetragen. Wie man sieht, ist die Übereinstimmung vollauf befriedigend. Im Experiment fallen die Maxima mit zunehmender Ordnungszahl etwas schneller ab, wie nach der Theorie; die experimentellen Minima liegen in Fig. 7 etwas höher wie die theoretischen.

Endlich ist in Fig. 8 der zeitliche Verlauf des Kondensatorstromes in dem technisch interessantesten Falle $q = 3p$ aufgetragen. Hierbei

mußte die Fouriersche Darstellung (32) zugrunde gelegt werden, da sich für beliebige Zeitpunkte t die Summation derselben nicht in der Weise bewerkstelligen läßt, wie dies oben für $t = 0$ durchgeführt wurde. Die Berechnung dieser Figur ist daher etwas umständlich. Für die bei dieser und den übrigen Figuren aufgewandten Mühe danke ich Herrn Glitscher verbindlichst. Die Verhältnisse in Fig. 8 sind denen der Fig. 16 bei Rukop und Zenneck nachgebildet:

$$R = 200\ \Omega, \quad L = 1\ H, \quad p = 100\ \pi$$

Die oszillographisch beobachtete Kurve ist in Fig 8a danebengestellt in anderen Maßstabsverhältnissen. Auch hier ist die Übereinstimmung befriedigend.

Fig. 8a.

Es unterliegt hiernach wohl keinem Zweifel, daß auch das sonstige reiche Beobachtungsmaterial der Herren Rukop und Zenneck durch unsere Formeln theoretisch wiedergegeben wird. Die vorhandenen Abweichungen lassen sich ungezwungen auf die schematisierte Form unserer Charakteristik in Fig. 1 zurückführen. Indem man dieselbe im Sinne der punktierten Linien der Fig. 1. modifiziert, wird sich vermutlich ein noch besserer Anschluß au die Beobachtungen erzielen lassen.

(Eingesandt 1. Januar 1915.)

Adresse des Autors: München, Leopoldstr. 87.

Soll man die radiotelegraphischen Großstationen mit gedämpften oder ungedämpften Schwingungen betreiben?

Von **H. Rein** †.[1])

In der Fachliteratur sind in den letzten Jahren eine große Zahl von Ansichten veröffentlicht worden, die, wenn sie auch nicht unmittelbar zu obiger Frage Stellung nehmen, doch die Vorteile und Nachteile der gedämpften und ungedämpften Sender von großer Leistungsfähigkeit gegenüberstellen. Als wichtigste Vertreter der ersten Gruppe sind der Marconisender für Großstationen und seine Abarten, sowie der tönende Löschfunkensender (Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H.) zu nennen, während als Dynamos zur Erzeugung von leistungsfähigen ungedämpften Schwingungen in erster Linie Hochfrequenzmaschinen in der Goldschmidt-Schaltung oder unter Verwendung statischer Frequenzwandler (nach dem System Arco-Telefunken. Die Red.) in Frage kommen. Über den praktischen Wert der genannten Systeme für den vorliegenden Zweck gehen jedoch die Meinungen stark auseinander. Während beispielsweise Graf Arco[2]) den modernen Funkensendern den Vorzug zu geben scheint, wird von Goldschmidt[3]) die Leichtigkeit der Erzeugung großer Hochfrequenzenergien auf maschinellem Wege betont.

Der Zweck der vorliegenden Studie ist, auf Grund von theoretischen Überlegungen und experimentellen Erfahrungen einen Beitrag zur Klärung dieser Frage zu geben. Hierbei erscheint mir von wesentlichster Bedeutung die richtige Wahl und Bewertung der Vergleichspunkte zwischen beiden Schwingungsarten zu sein. Sieht man zunächst von den besonderen Bedürfnissen der Großstationen ab, so wird die allgemeine Anwendbarkeit eines radiotelegraphischen Systems von folgenden Gesichtspunkten beeinflußt:

1. Sind mit der betreffenden Methode beliebig große Hochfrequenzenergien zu erzeugen und wie gestaltet sich hierbei der Wirkungsgrad (Betriebskostenfrage)?
2. Ist es möglich, bei der verwendeten Schwingungsform die Aufnahmefähigkeit der Sendeantenne voll auszunutzen?

---

1) Autoris. Abdruck aus Elektrot. Ztschr. 1914, Heft 31.
2) Jahrb. 5, Heft 6, 608, 1912.
3) Desgl. 4, Heft 4, 341, 1911.

3. Tritt der Energie verzehrende Einfluß des Zwischengeländes und der Atmosphäre bei gedämpften oder ungedämpften Wellenzügen mehr hervor, und welcher Energiebetrag wird im günstigsten Falle im Empfangssystem dem Detektor zugeführt?
4. Gestattet die Sendemethode eine schnelle und einfache Betriebswellenänderung, und in welchem Bereiche ist diese möglich?
5. Werden durch das Arbeiten der Sendeseite benachbarte radiotelegraphische Stationen in ihrem Verkehr gestört (Frage der Energie, Abstimmschärfe und Wahl des Detektors)?
6. Kann die störende Wirkung atmosphärischer Entladungen auf der Empfangsseite durch Anwendung des Tonempfanges herabgemindert werden?
7. Welche in dem verwendeten Sendersystem liegenden besonderen Betriebsschwierigkeiten verhindern eine allgemeine Anwendung desselben (Verhalten von Funkenstrecken, Einfluß der Tourenschwankungen, Tastschwierigkeiten usw.)?

Je nach dem Verwendungszwecke der betreffenden Station wird der eine oder andere dieser Gesichtspunkte mehr in den Vordergrund zu stellen sein. Inwieweit sie für die Großstationen von Bedeutung sind, möge in folgendem besprochen werden.

1. Die Erzeugung großer Hochfrequenzenergien und die hierbei erzielbaren Wirkungsgrade.

Werden unter radiotelegraphischen Großstationen nur solche verstanden, die eine Reichweite von mindestens 4000 km mit einer gleichwertigen Gegenstation ständig aufweisen können, so gibt es zurzeit auf der Erde sechs derartige Anlagen. Von diesen ist die älteste die Marconistation Poldhu (Großbritannien), deren Betriebserfahrungen bei dem Bau der drei Anlagen Clifden (Irland), Glacebay (Kanada) und Coltano (Italien) verwertet wurden. Das hierbei verwendete Sendesystem ist als tönendes Funkensystem zu bezeichnen, dessen Besonderheit in der Anwendung einer rotierenden Entladestrecke liegt. In Deutschland besitzen die Großstationen Nauen, die sowohl mit einer Hochfrequenzmaschine in Verbindung mit statischen Frequenzwandlern System Arco-Telefunken, als auch mit einer tönenden Löschfunkenstation ausgerüstet ist, und die transatlantische Station Eilvese bei Neustadt am Rübenberge. bei der eine Hochfrequenzmaschine in der Goldschmidtschen Schaltung den Luftleiter erregt, den Aktionsbereich ihrer englischen Schwestern. Außerdem gehen noch eine Reihe weiterer Anlagen (z. B. Tuckerton, Vereinigte Staaten von Nordamerika) ihrer Vollendung entgegen.

Von diesen sechs Anlagen arbeiten demnach vier nach dem Funkensystem (gedämpfte Schwingungen), während eine mit einem Hochfrequenzmaschinensender (ungedämpfte Schwingungen) ausgerüstet ist. Die Station Nauen kann nach der einen oder anderen Methode betrieben werden. Es ist deshalb verständlich, daß überall da, wo es sich um rein praktische Fragen handelt, der Vergleich sich auf die Funken- und Hochfrequenzmaschinensender beschränkt. Wenn deshalb die Heranziehung anderer bekannter Systeme (z. B. das Poulsen-System, das Marconi-System zur Erzeugung kontinuierlicher Schwingungen usw.) vermißt wird, so hat dies seinen Grund darin, daß Anlagen der hier besprochenen Größe nach anderen Methoden zurzeit noch nicht im Betriebe sind.

Ob sie sich überhaupt für solch große Leistungen werden bauen lassen, soll ebenfalls als außerhalb des Rahmens der vorliegenden Untersuchung liegend angesehen werden.

Wenn auch die Gruppierung der radiotelegraphischen Stationen nach ihrer Reichweite das Natürliche zu sein scheint, so empfiehlt sich doch im vorliegenden Fall, da die genannte Reichweite von 4000 km zeitweilig auch von verhältnismäßig kleinen Anlagen überbrückt worden ist, die Stationseinteilung nach der Senderleistung vorzunehmen. Dieser Gedanke ist um so berechtigter, da ja die Radiotelegraphie nichts anderes als eine drahtlose Kraftübertragung darstellt und demnach die Sender- und Empfangsenergien proportionale Größen sind. Legt man diesen Maßstab zugrunde, so wird man alle radiotelegraphischen Anlagen, die eine Luftleiterleistung von 75 kW und darüber aufweisen können, den Großstationen zurechnen. Wenn auch bei den obengenannten Stationen genaue Angaben über diesen Energiewert öffentlich nicht bekanntgegeben worden sind, und die in der Literatur verstreuten Zahlen vielfach nicht erkennen lassen, ob man es mit im Dauerbetrieb gewonnenen Ergebnissen zu tun hat oder Paradezahlen vorliegen, so dürfte doch die Größenordnung von 75 auf 100 kW Antennenleistung zutreffend sein.

Soviel jedenfalls steht fest, daß sich Schwingungsenergien von dieser Stärke noch nach den verschiedensten Methoden erzielen lassen. Dabei darf jedoch nicht verschwiegen werden, daß bei noch größeren Hochfrequenzleistungen die Wagschale sich immer mehr nach der Seite der maschinellen Erzeugung der Antennenströme neigt, was die alleinige Anwendung der ungedämpften Schwingungen zum Betriebe der Großstationen bedeuten würde.

Wenn schon die Festlegung der Luftleiterleistung große Schwierig-

keiten bereitet, so ist man hinsichtlich der Angaben des Wirkungsgrades der Senderanlagen noch mehr auf Schätzungen angewiesen. Auch hier stehen wirklich einwandfreie, im Dauerbetrieb gewonnene Meßergebnisse zurzeit noch aus. Zunächst sei unter dem Wirkungsgrade der Sendeseite das Verhältnis der in der Antenne durch nützliche Strahlung und Wärmeentwickelung verbrauchten Energie zu jener verstanden, die der Wechsel- oder Gleichstrommaschine zugeführt wird. Die Verluste umfassen also nicht nur den Leistungsverlust in dem Umformeraggregat, sondern schließen auch den Effektverbrauch der eventuell eingeschalteten Transformatoren und sämtlicher Hochfrequenzkreise mit Ausnahme der eigentlichen Luftleiterbahn ein. Während bei den Funkensendern, soweit sie mit mittelperiodischem Wechselstrom betrieben werden, die Verluste hauptsächlich in der Maschine, im Transformator und der Funkenstrecke liegen, tritt bei den mit ungedämpften Schwingungen arbeitenden Anlagen die schädliche Wärmeentwickelung in erster Linie im Hochfrequenzgenerator selber und den angeschlossenen Frequenzwandlungsorganen auf. Dabei wird sich hier der Wirkungsgrad mit abnehmender Betriebswellenlänge verschlechtern. Um die Größenordnung der in Frage kommenden Zahlenwerte zu beleuchten, kann man wohl bei einer Sendeperiodenzahl von 50000 in der Sekunde (6000 m Wellenlänge) und 80 kW Antennenleistung den Gesamtwirkungsgrad der Anlage mit etwa 60—70 $^0/_0$ ansetzen, wobei es gleichgültig ist, welches Sendesystem Verwendung findet.

Faßt man die Ergebnisse dieses Abschnittes zusammen, so ergibt sich, daß, sofern man keine wesentlich höheren Antennenleistungen als 100 kW fordert, die vorhandenen Erzeugungsmethoden von gedämpften und ungedämpften Schwingungen bezüglich ihres Wirkungsgrades annähernd gleichwertig sind.

2. Zu einer wirksamen Senderanlage gehört nicht nur die Möglichkeit, große Hochfrequenzenergien erzeugen zu können, sondern es muß auch die Antenne befähigt sein, die vorhandene Leistung aufzunehmen und in Strahlungsenergie umzusetzen. In dieser Beziehung besitzt nun jeder Luftleiter eine obere Belastungsgrenze, die durch die Güte seiner Isolation bedingt ist. Je vollkommener die Strahldrähte von der Erde und benachbarten fremden Leitern isoliert werden können und je wirksamer das Glimmen der Drähte unterdrückt wird, um so stärker können sie elektrisch beansprucht werden. Für die vorliegende Untersuchung ist dies insofern von Wichtigkeit, als die bei den verschiedenen Systemen auftretenden Höchstspannungen mit Rücksicht auf

die vorhandene Antennenisolation gewählt werden müssen. In welchem Grade hierbei gedämpfte und ungedämpfte Schwingungen voneinander abweichen, möge folgendes Zahlenbeispiel zeigen:

Es sei angenommen:

Wellenlänge = 6000 m (ν = 50000 Perioden),
Antennenkapazität c = 15000 cm,
Gesamter Antennenwiderstand w = 4,5 Ohm.

Daraus berechnet sich zunächst:

Dämpfungsdekrement des Luftleiters $\vartheta = 0{,}075$
Antennenselbstinduktion L = 610000 cm.

a) Ungedämpfte Schwingungen.

Wie groß ist die größte Isolationsspannung, wenn die Antennenleistung 100 kW beträgt?

$$i^2 \cdot w = 100000 \text{ Watt}$$
$$i \cong 150 \text{ Amp.}$$
$$J = i \cdot \sqrt{2} = 212 \text{ Amp.}$$
$$E = J \cdot \sqrt{\frac{L}{c}} = 40500 \text{ Volt}$$

b) Gedämpfte Schwingungen.

Sekundliche Funkenzahl a = 600 (Periodenzahl der Wechselstrommaschine = 300)

$$i^2 = a \cdot \frac{J_0^2}{4 \cdot \vartheta \cdot \nu}$$
$$J_0 = 745 \text{ Amp.}$$
$$E_0 = J_0 \cdot \sqrt{\frac{L}{c}} = 142000 \text{ Volt}$$

Während also im Falle der Verwendung von Hochfrequenzmaschinen die Isolation bei 100 kW Antennenleistung im ungünstigsten Falle mit etwa 40500 V beansprucht wird, tritt bei Funkenbetrieb eine Spannungsamplitude von 3,5fachen Werte auf. Die Antenne wird somit im letzteren Falle elektrisch bei weitem höher beansprucht. Sollte sich hierbei die Isolation als unzureichend erweisen, so kann man nur durch Herabsetzung der Luftleiterenergie den Betrieb aufrecht erhalten.

In Wirklichkeit liegen die Verhältnisse für die Funkensysteme aus zwei Gründen nicht ganz so ungünstig. Zunächst setzte die Rech-

nung voraus, daß die Antennenschwingung mit der Maximalamplitude einsetzt. Tatsächlich wird diese je nach der Koppelung erst nach einigen Perioden erreicht, was eine Verkleinerung ihres absoluten Wertes bedeutet. Weiter ist die Belastungsgrenze der Isolation nicht nur von der auftretenden Höchstspannung abhängig, sondern auch von der Belastungszeit. Während in dem vorstehenden Beispiel bei Verwendung von ungedämpften Schwingungen die Spannungsamplitude von 40500 V 100000 mal in jeder Sekunde auftritt, ist beim Funkensender der Maximalwert der Isolationsbeanspruchung nur 600 mal in jeder Sekunde vorhanden.

Trotzdem aber bleibt die Tatsache bestehen, daß die Leistungsfähigkeit einer gegebenen Antenne bei Verwendung von ungedämpften Schwingungen stets größer als bei gedämpften ist. Dieser Umstand kommt besonders bei Großstationen zur Geltung, wo die mehr oder weniger große Ausnutzung der teueren Antennenanlage von großer wirtschaftlicher Bedeutung sein kann.

3. Die dritte Frage umfaßt die beiden Unterfragen: Sind die Verluste der Energieausbreitung zwischen Sender- und Empfängerseite bei gedämpften oder ungedämpften Schwingungen größer und welcher Energiebetrag wird im günstigsten Falle dem Empfangsindikator zugeführt?

So wichtig auch der erste Punkt ist, so wenig läßt sich über ihn mit einiger Sicherheit aussagen. Dies wird verständlich, wenn man sich die zahlreichen Gründe vergegenwärtigt, die zu einer Energieverminderung führen. Trennt man nach der Theorie von Sommerfeld[1]) die sich von der Senderantenne radial ausbreitende elektromagnetische Störung in Raum- und Oberflächenwellen und betrachtet man hiernach die entstehenden Verlustursachen für sich gesondert, so gelangt man zu folgenden Ergebnissen:

Die Oberflächenwellen erleiden bei gleicher Periode eine um so größere Schwächung, je geringer das Leitvermögen des Bodens und dessen Dielektrizitätskonstante ist. Die Raumwellen werden außer diesen Faktoren noch durch die Kugelgestalt der Erde (Energiezerstreuung) und von dem jeweiligen Zustande der Atmosphäre beeinflußt. Besonders verwickelt liegen die Verhältnisse — und dies wird besonders bei Großstationen der Fall sein — wenn die Wirkung der angegebenen Größen ständig wechselt, wenn beispielsweise die Wellenausbreitung zum Teil über Land, zum Teil über See vor sich

1) A. Sommerfeld, Jahrb. 4, Heft 2, 157, 1910.

geht. Überschaut man diese zahlreichen Variationsmöglichkeiten, so ist es von geringem praktischen Wert, im einzelnen zu untersuchen, ob die eine oder die andere der betrachteten Schwingungsformen auf Grund von theoretischen Erwägungen bessere Ergebnisse zeitigen muß. Hier kann nur das im großen angestellte Experiment entscheiden. Die bisher vorliegenden Versuchsergebnisse[1]) freilich lassen einen sicheren Schluß noch nicht zu, so daß die endgültige Lösung der Frage: Erleiden die ungedämpften oder gedämpften Wellenzüge in der Atmosphäre größere Verluste, der Zukunft vorbehalten bleiben muß.

Anders liegen die Dinge, wenn man die Größen der Empfangsenergien in beiden Fällen theoretisch und meßtechnisch verfolgt. Nach Austin[2]) und Barkhausen[3]) berechnet sich bei Verwendung von ungedämpften Schwingungen und unter Vernachlässigung der Energieabsorption des Zwischengeländes die dem Detektor der Empfangsseite zugeführte Energie zu:

$$A_{nu} = i_{2\,u}^{2} \cdot w_{Du} = \left(\frac{120 \cdot \pi}{w_{2\,u}}\right)^2 \times \left(\frac{h_{1\,\text{eff.}} \cdot h_{2\,\text{eff.}}}{\lambda \cdot R}\right)^2 \cdot i_1^2 \cdot w_{Du}$$

Hierbei bedeuten:

i_1 = Effektivwert des Stromes der Sendeantenne, gemessen im Strombauch,

i_2 = Effektivwert des Empfangsluftleiterstromes,

$h_{1\,\text{eff.}}$ = wirksame Höhe der Senderantenne,

$h_{2\,\text{eff.}}$ = wirksame Höhe des Empfangsluftleiters,

λ = Betriebswellenlänge,

R = Stationsentfernung,

w_2 = Gesamtwiderstand der Empfangsseite (Strahlungswiderstand + Verlustwiderstand + Detektorwiderstand),

w_D = Detektorwiderstand (Nutzwiderstand).

Bei Verwendung von gedämpften Schwingungen erweitert sich die Gleichung wie folgt:

$$A_{ng} = i_{2\,g}^{2} \cdot w_{Dg} = \left(\frac{120 \cdot \pi}{w_{2\,g}}\right)^2 \times \left(\frac{h_{1\,\text{eff}} \cdot h_{2\,\text{eff.}}}{\lambda \cdot R}\right)^2 \cdot i_1^2 \cdot w_{Dg} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\vartheta_{a_1}}{\vartheta_{2\,g}}}$$

ϑ_{a_1} = logarithmisches Dämpfungsdekrement des Sendeluftleiters,

ϑ_2 = logarithmisches Gesamtdekrement der Empfangsanordnung.

1) L. W. Austin, Jahrb. 7, Heft 5, 506, 1913.
2) Jahrbuch 5, 75.
3) Jahrbuch 5, 261.

Um nun bei beiden Betriebsarten den Höchstwert an Detektorenergie zu erzielen, muß bei Verwendung von ungedämpften Sendeschwingungen der Widerstand

$$w_{Du} = w_{a_2} = \frac{w_{2u}}{2}$$

gewählt werden, während im Falle der Erzeugung abklingender Stromamplituden auf der Geberseite die Bedingung:

$$w_{2g} = w_{Dg} + w_{a_2} = w_{a_2} \cdot \left(1 + \sqrt{1 + \frac{\vartheta_{a_1}}{\vartheta_{a_2}}}\right)^{1)}$$

erfüllt sein muß. Hierbei stellt ϑ_{a_2} das logarithmische Dekrement der Empfangsanordnung ohne Detektor dar.

$$\vartheta_{2g} = \vartheta_{a_2} + \vartheta_{Dg}$$

Bildet man nun unter Verwendung der angegebenen Gleichungen bei gleicher Senderleitung, gleicher Wellenlänge und gleichen Antennenformen das Verhältnis der bei beiden Schwingungsarten dem Detektor im günstigsten Falle zugeführten Energien, so ergibt sich:

$$\frac{A_{nu}}{A_{ng}} = \left(\frac{i_{2u}}{i_{2g}}\right)^2 \cdot \frac{w_{Du}}{w_{Dg}} = \left(\frac{w_{2g}}{w_{2u}}\right)^2 \times \frac{w_{Du}}{w_{Dg}} \cdot \frac{\vartheta_{2g} + \vartheta_{a_1}}{\vartheta_{2g}}$$

Da weiter, wie leicht nachzuweisen,

$$\frac{\vartheta_{2g} + \vartheta_{a_1}}{\vartheta_{2g}} = \sqrt{1 + \frac{\vartheta_{a_1}}{\vartheta_{a_2}}}$$

ist, erhält man als Schlußergebnis:

$$\frac{A_{nu}}{A_{ng}} = \frac{1}{4} \cdot \left(1 + \sqrt{1 + \frac{\vartheta_{a_1}}{\vartheta_{a_2}}}\right)^2$$

Das Verhältnis der Energieaufnahmen $\frac{A_{nu}}{A_{ng}}$ einer gegebenen Empfangsanordnung (konstantes ϑ_{a_2}) ist um so größer, je stärker die Schwingungen des Funkensenders gedämpft sind. Setzt man $A_{nu} = 100$ und berechnet man für verschiedene Werte von ϑ_{a_2} und ϑ_{a_1} die Größe von A_{ng}, so erhält man eine Kurvenschar, wie sie Fig. 1 widergibt. Bei einer Empfängerdämpfung von beispielsweise $\vartheta_{a_2} = 0{,}1$ (Strahlungsdämpfung + Dämpfung durch Leitungsverluste in den Drähten und dem Erdboden + Dämpfung durch Wirbelstrom- und dielektrische Verluste in Spulen und Kondensatoren) und einer Senderdämpfung

1) H. Rein, Phys. Ztschr. 14, 633, 1913.

von $\vartheta_{a_1} = 0{,}15$, kann der Empfangsindikator im günstigsten Falle nur $60\,^0/_0$ derjenigen Energie aufnehmen, die bei Verwendung von ungedämpften Senderschwingungen dem Detektor zugeführt wird.

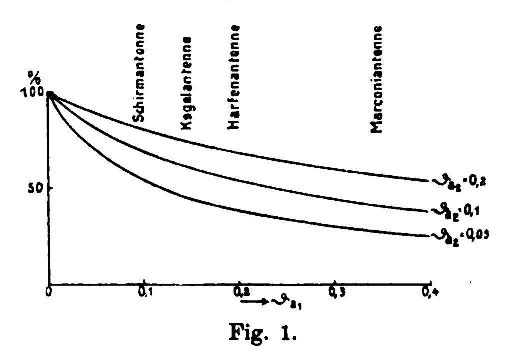


Fig. 1.

Gleichzeitig geht aus der Darstellung die Bedeutung schwachstrahlender Senderluftleiter für die Größe der Energieausnutzung auf der Empfangsseite hervor.

In der folgenden Fig. 2 sind in einem beliebigen Maßstabe die absoluten Werte der Detektorenergien aufgetragen, die bei Verwendung

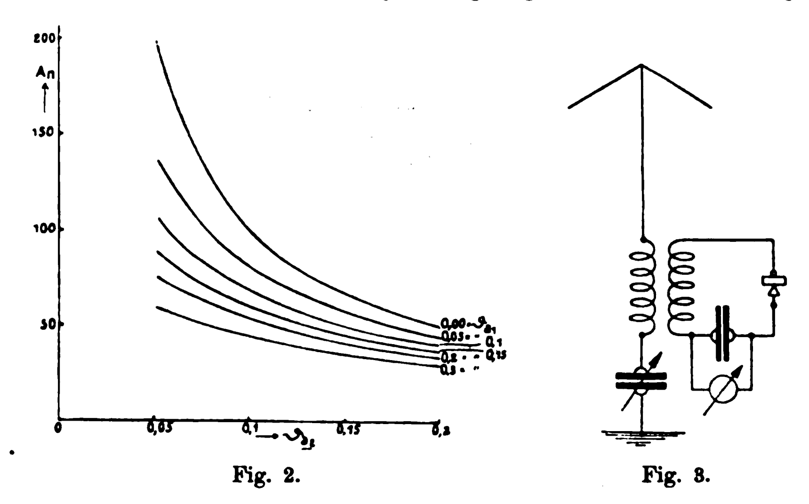
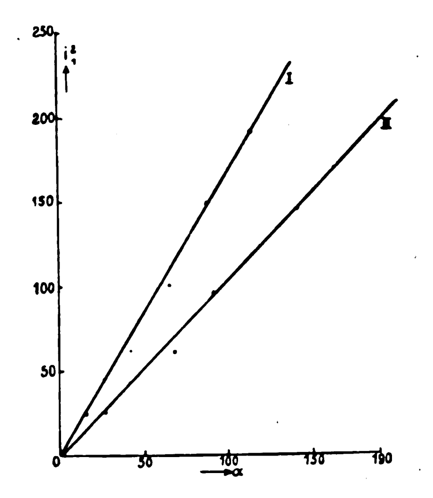


Fig. 2. Fig. 3.

von Sendeströmen mit gleichförmiger Amplitude ($\vartheta_{a_1} = 0{,}00$) und verschieden stark abklingenden Schwingungsweiten ($\vartheta_{a_1} = 0{,}05$, $0{,}1$, $0{,}15$, $0{,}2$, $0{,}3$) sich im besten Falle erzielen lassen. Vorausgesetzt wird hierbei ebenfalls, daß die Senderenergie und Betriebswellenlänge kon-

stant bleiben, und der wirksame Widerstand des Indikators durch geeignete Koppelungseinstellung stets so gewählt wird, daß der Höchstbetrag an Nutzleistung erreicht wird. Das Diagramm bestätigt nicht nur die Tatsache, daß die ungedämpfte Schwingungsform allen anderen in dieser Beziehung überlegen ist, sondern zeigt auch die große Bedeutung schwach gedämpfter Empfangseinrichtungen hinsichtlich der Größe der erzielbaren Detektorenergie. Daß damit gleichzeitig eine wesentliche Steigerung der Abstimmschärfe verbunden ist, darauf wird an späterer Stelle noch besonders hinzuweisen sein.

Diese aus der Theorie entwickelten Leitsätze stehen nun mit den Meßergebniesen in vollem Einklang. Zwischen zwei Stationen der C. Lorenz A.-G. wurden mit gleichbleibender Wellenlänge, aber verschiedener Senderenergie eine Reihe von Fernversuchen ausgeführt, wobei die Senderseite abwechselnd mit ungedämpften Schwingungen (Poulsen-Generator) und gedämpften Antennenströmen (tönende Löschfunkenstation) betrieben wurde. Der Empfang wurde mit Hilfe eines auf Energie ansprechenden Kontaktdetektors in Verbindung mit einem empfindlichen Galvanometer bewirkt (Fig. 3), wobei die Koppelung des Indikators stets so eingestellt wurde, daß der größte Ausschlag α am Galvanometer sich ergab. Das Meßergebnis gibt Fig. 4 wieder, in der das Quadrat des Senderstromes (i_1^2) in Abhängigkeit vom Galvanometerausschlag α aufgetragen ist. Da i_1^2 der Strahlungsenergie A_{s_1} der Geberseite proportional ist, und die Detektorenergie $A_n = \varkappa \cdot \alpha$ gesetzt werden kann, stellt das Diagramm die Beziehung zwischen A_{s_1} und A_n bei Verwendung gedämpfter und ungedämpfter Schwingungen dar. Aus der besonders gemessenen Dämpfung der Senderantenne lassen sich nun mit Hilfe obenstehender Gleichungen die charakteristischen Größen der Empfangsseite ermitteln.



I) Tönender Löschfunkensender (Wien).
II) Lichtbogengeneratorstation (Poulsen).
Fig. 4.

a) Betrieb mit gedämpften Schwingungen:

Wellenlänge $\lambda = 3025$ m,
Dämpfung der Senderantenne (Schirmantenne $\vartheta_{a_1} = 0{,}045$,
Dämpfung des Empfangssystems (Schirmantenne) ohne Detektor $\vartheta_{a_2} = 0{,}033$,
Gesamtdämpfung der Empfangsseite $\vartheta_{2_g} = 0{,}0835$,
Dämpfungsbeitrag des Detektors $\vartheta_{D_g} = 0{,}0505$.

b) Betrieb mit ungedämpften Schwingungen:

Dämpfung des Empfangssystems ohne Detektor $\vartheta_{a_2} = 0{,}033$,
Dämpfungsbeitrag des Detektors $\vartheta_{D_n} = 0{,}033$.

Man erkennt, wie trotz der ungewöhnlich kleinen Dämpfung des Senderluftleiters doch die Überlegenheit der ungedämpften Schwingungsform deutlich hervortritt. Für einen Wert von $\vartheta_{a_1} = 0{,}1$ würde z. B.

$$A_{nu} \cong 2 \cdot A_{ng}$$

sein.

4. Großstationen der betrachteten Art werden, von wenigen Ausnahmen abgesehen, vorzugsweise gewerblichen Zwecken dienen. Es ist deshalb ausreichend, wenn jede Senderanlage die Erzeugung nur einer oder einiger weniger Wellen gestattet. Geht man von dieser Voraussetzung aus, so sind die Hochfrequenzmaschinenstationen den tönenden Funkensendern in dieser Hinsicht nicht unterlegen. Wenn aber die Forderung besteht, die Senderseite mit einer kontinuierlichen Wellenskala, die schnell und einfach bedient werden kann, auszurüsten, so ist den mit gedämpften Schwingungen arbeitenden Anlagen der Vorrang zuzusprechen. Denn weder die Verwendung kleiner Wellen, die in der Nähe der Eigenschwingung der benutzten Senderantenne liegen, noch die Einstellung längerer Wellen bereitet beim Funkensender grundsätzliche Schwierigkeiten. Nach obenhin ist hier die Grenze einmal durch das Anwachsen der Spannung an der Isolation, und zweitens durch die Tatsache begrenzt, daß die einzelnen Wellenzüge mit abnehmender Periodenzahl sich immer mehr zu überlappen beginnen. Diese Erscheinung muß aus dem Grunde vermieden werden, da bei nicht genügend langen Funkenpausen durch teilweise Übereinanderlagerung der Wellenzüge die Lautstärke im Telephon der Empfangsseite abnimmt.

Legt man der folgenden Rechnung die Daten des vorstehenden Zahlenbeispiels zugrunde, so ergibt sich:

Die Anzahl der Schwingungen eines Wellenzuges in der Sender-

antenne bis zu dem Zeitpunkte, in dem die Stromamplitude auf 1 % ihres Anfangswertes gesunken ist, beträgt:

$$z = \frac{4{,}605 + \vartheta_{a_1}}{\vartheta_{a_1}} \cong 62 \text{ Schwingungen}$$

Da für einen Wellenzug einschließlich Pause bei einer sekundlichen Funkenzahl von 600 die Zeit von $\frac{1}{600} = 16{,}7 \cdot 10^{-4}$ Sekunden zur Verfügung steht, da weiter 62 Perioden bei einer Wellenlänge von 6000 m $12{,}4 \cdot 10^{-4}$ Sekunden benötigen, berechnet sich die Zeitdauer jeder Pause zu:

$$16{,}7 \cdot 10^{-4} - 12{,}4 \cdot 10^{-4} = 4{,}3 \cdot 10^{-4} \text{ Sekunden}$$

Wenn die Zeiten, in denen im Luftleiter kein Strom fließt, verschwinden sollen, wenn demnach eine unmittelbare Aneinanderreihung der einzelnen Wellenzüge stattfindet, so müßte unter der Voraussetzung, daß die übrigen elektrischen Angaben der Senderseite keine Änderung erleiden, die Wellenlänge den Wert $\lambda \cong 8100$ m besitzen. Eine weitere Steigerung dieser Größe verbieten die Empfangsbedingungen, sofern man nicht die sekundliche Funkenzahl herabsetzen will. Während demnach bei den Funkensendern eine Wellengrenze nach obenhin besteht, findet man, daß bei den ungedämpften Geberanlagen, wenigstens soweit es sich um Hochfrequenzmaschinen handelt, eine beliebige Wellenverkürzung nicht möglich ist. Denn in letzter Linie wird die Betriebsperiodenzahl des Luftleiterstromes durch die Touren- und Polzahl der verwendeten Hochfrequenzmaschine bestimmt. Da deren Grundperiode, sobald es sich um große Leistungen handelt, aus elektrischen Gründen und mit Rücksicht auf die Festigkeitsverhältnisse nicht beliebig hoch gewählt werden kann, ist man durch besondere Maßnahmen gezwungen, eine Frequenzsteigerung durch zusätzliche Mittel zu bewirken. Bei der Goldschmidt-Schaltung erfolgt das Anwachsen der Periode in einer arithmetischen Reihe, während die statischen Frequenzwandler diesen Vorgang in geometrischer Progression ausführen. Es ist einleuchtend, daß bei der ersten Methode eine mehr als 4- bis 5fache Steigerung der Grundperiode zwecklos ist, da darüber hinaus der Frequenzzuwachs in keinem Verhältnis zu den gleichzeitig zunehmenden Verlusten steht. Wenn man auch bei Verwendung statischer Frequenztransformatoren in dieser Beziehung weniger gebunden ist, so bedeutet doch die Herstellung einer kleinen Wellenlänge, die mit dem Funkensender zu erreichen unschwer möglich ist,

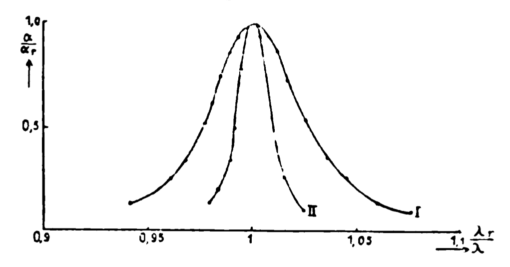
einen erheblichen Energieverlust in den Zwischenkreisen. Eine untere Wellengrenze ist demnach auch hier gegeben.

Sofern an dem radiotelegraphischen Sender die weitere Forderung gestellt wird, die Wellenlänge in kürzester Zeit kontinuierlich verändern zu können, sind die Funkensender den Hochfrequenzmaschinen unbedingt überlegen. Denn im ersten Falle braucht man nur die Eigenschwingung zweier Kreise entsprechend einzustellen, was mittels weniger Handgriffe möglich ist, im zweiten Falle dagegen muß man außer der Einregulierung mehrerer Schwingungskreise die Tourenzahl der Hochfrequenzmaschine der gewünschten Periode anpassen. Um diesen Punkt kommt man auch dann nicht herum, wenn man die Wellenänderung mit Hilfe einer zweiten kleineren Maschine bewirkt.

Faßt man demnach die Ergebnisse dieses Abschnittes zusammen, so ergibt sich, daß die Funkensender eine obere, die Hochfrequenzmaschinenanlagen eine untere Wellengrenze besitzen und daß bei diesen Systemen die Bedingung eines schnellen kontinuierlichen Wellenwechsels nur bei Verwendung gedämpfter Schwingungen möglich ist.

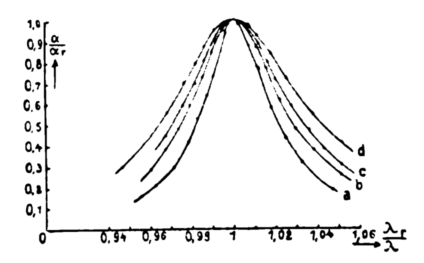
5. Eine der wichtigsten Fragen, die bei der Wahl eines bestimmten Systems für eine Großstation zu berücksichtigen ist, auf die aber bisher viel zu wenig Wert gelegt wurde, betrifft die Störungsfreiheit benachbarter Anlagen. Sieht man von besonderen Fällen ab, so ist jedenfalls die Forderung berechtigt, daß derjenigen Sendermethode der Vorzug gebührt, die am wenigsten den Depeschenaustausch anderer Stationen hindert. Die Störung wird um so mehr sich fühlbar machen, je größer die Senderenergie gewählt wird, je stärker die elektromagnetischen Wellen gedämpft sind und je geeigneter der verwendete Empfangsindikator zur Aufnahme der betreffenden Wellenform ist. Geht man von gleichen Luftleiterleistungen aus, so ist zunächst festzustellen, daß die ungedämpften Schwingungen wegen ihrer größeren Abstimmfähigkeit fremde Anlagen viel weniger zu stören imstande sind, als die gedämpften Wellenzüge. Es sei hierbei auf die beistehende Aufnahme (Fig. 5) hingewiesen, die die Resonanzkurven einer Empfangsstation bei größter Energieaufnahme zeigt, wenn die gleiche Senderantenne bei gleicher Wellenlänge einmal mit gedämpften und ungedämpften Schwingungen erregt wird. Fig. 6 gibt die Resonanzkurven wieder, die beim Betriebe verschieden gedämpfter Senderanlagen, die alle mit gleicher Wellenlänge auf die gleiche Empfangsstation arbeiteten, ermittelt wurden. In dieser Hinsicht sind offenbar die ungedämpften Schwingungen den gedämpften überlegen. Dieses Bild verschiebt sich noch mehr zugunsten der Hochfrequenzmaschinensender, wenn man be-

denkt, daß die kleineren miteinander verkehrenden Anlagen fast allgemein mit Empfangsindikatoren ausgerüstet sind, die, wenn man den zumeist üblichen Hörempfang allein ins Auge faßt, bei Erregung mit ungedämpften Wellen das Telephon nicht zum Ansprechen bringen.



Tönender Löschfunkensender (Wien).
II) Hochfrequenzmaschinensender (Goldschmidt).
Fig. 5.

So kommt es, daß das Arbeiten einer mit Hochfrequenzmaschinen ausgerüsteten Großstation von den benachbarten Anlagen meist gar nicht gehört wird und infolgedessen der Verkehr zwischen den kleinen Funkenstationen keinerlei Störung erleidet. Würde dagegen auch die Großstation mit einem Funkensender ausgerüstet sein, so ist damit in



a) $\vartheta_1 = 0{,}045$, *b*) $\vartheta_1 = 0{,}067$, *c*) $\vartheta_1 = 0{,}091$, *d*) $\vartheta_1 = 0{,}14$.
Fig. 6. Tönender Löschfunkensender (Wien).

den meisten Fällen der gegenseitige Verkehr benachbarter Anlagen unterbunden.

Unter Berücksichtigung dieses Gesichtspunktes ist deshalb die Forderung nicht unberechtigt, daß man alle Großstationen, soweit sie rein gewerblichen Zwecken dienen, grundsätzlich mit ungedämpften Sendersystemen ausrüsten soll.

6. Die im vorhergehenden Abschnitt erläuterte Frage mußte zugunsten der ungedämpften Schwingungen entschieden werden. In An-

lehnung an diese Ausführungen würde umgekehrt die Störungsfreiheit der Hochfrequenzmaschinenstationen gewahrt werden, wenn die hier verwendeten Empfangsindikatoren nicht auf gedämpfte Wellenzüge ansprechen würden. Aber nicht nur dieser Gesichtspunkt kommt bei der Wahl des Detektors in Frage, sondern es ist bei allen den Stationen, die starken und häufig auftretenden atmosphärischen Störungen ausgesetzt sind, die Empfangseinrichtung mit Rücksicht auf diese besonderen Umstände zu wählen. Wenn schon bei kleineren Stationen diese Überlegungen eine wichtige Rolle spielen, so treffen sie in erhöhtem Maße bei allen Großstationen zu, deren hoch in dem Luftraum ragende Antennenanlage die Entwickelung von atmosphärischen Ausgleichsströmen in hervorragender Weise begünstigt. Bei den Tonfunkenanlagen liegt es im System, daß die Signale der Senderseite wegen ihres musikalischen Charakters trotz atmosphärischer Nebengeräusche durchgehört werden können. Um die Sicherheit beim Betriebe mit ungedämpften Schwingungen zu erzielen, wird der Tikker, der sonst als empfindlicher und betriebssicherer Indikator zur Aufnahme dieser Schwingungsform verwendet wird, nur ausnahmsweise am Platze sein, da er fremde Störungen in gleicher Weise wie die eigentlichen Zeichen im Telephon hörbar macht.

Die Tatsache jedoch, daß die ungedämpften Wellen sich besonders zur Hervorbringung von Schwebungen eignen, drängt die Technik zur Entwickelung von auf diesem Prinzip beruhenden Empfängern. Hierbei lassen sich zwei Gruppen unterscheiden, von denen die eine keine Hilfsschwingungen auf der Empfangsseite benötigt, während die andere auf der Wirkung zweier um die Periodenzahl des gewünschten Tones verschiedener ungedämpfter Wellenzüge beruht. Zu der ersten Gruppe gehört das Goldschmidtsche Tonrad[1]), während die zweite die eigentlichen Schwebungsempfänger[2]) umfaßt. Hierbei ist es gleichgültig, in welcher Weise die Hilfsschwingung erzeugt wird, ob durch die auf der Station befindliche schwach erregte Hochfrequenzmaschine selber, ob durch eine Poulsen-Lampe oder eine Entladungsröhre, wie sie beispielsweise die Glimmlichtröhre oder Lieben-Röhre darstellt. Die Hörbarmachung der Zeichen kann einmal direkt unter Verwendung eines elektrodynamischen oder elektrostatischen Telephons erfolgen oder indirekt, indem man die beiden Schwingungen auf einen aperiodischen Kontaktdetektorkreis einwirken läßt. Endlich sei noch darauf hinge-

---

1) R. Goldschmidt, Elektrot. Ztschr. 1914, S. 93 u. Jahrbuch 8, 516.
2) J. L. Hogan, Proceedings of the Inst. of Radio-Engineers, Juli 1913.

wiesen, daß man die Entladungsröhren nicht nur zur Hervorbringung der Hilfsschwingung, sondern gleichzeitig auch als Wellenindikator und Verstärkungsapparat verwenden kann.

7. Zum Schluß sei für die Großstationen die Frage erörtert, ob einzelne Organe der Anlage grundsätzliche Betriebsschwierigkeiten bereiten oder ob bei den gedämpften und ungedämpften Sendermethoden die etwa noch vorhandenen Schwierigkeiten durch die fortschreitende Technik überwunden werden können.

Betrachtet man zunächst die Funkenstationen, so ist es einleuchtend, daß die eigentliche Entladungsstrecke wegen der gewaltigen Energiemengen, die durch sie gesteuert werden, der heikelste Punkt der ganzen Anlage ist. Jede Lichtbogen- oder Funkenerscheinung ist vom technischen Standpunkte etwas Undefiniertes. Allerlei Zufälligkeiten, die zurzeit vorhandenen Erwärmungsverhältnisse der Elektroden, ihre Oberflächenabnutzung und der Zustand des Gases im Elektrodenraum erschweren die genaue Einregulierung der gewünschten Entladungsform. Wenn dies bis zu einem gewissen Grade schon für kleinere Anlagen zutrifft, so kann es bei den Großstationen, wo es sich um die Steuerung ganz anderer Energiegrößen mit Hilfe des Funkens handelt, die Betriebssicherheit in unzulässiger Weise gefährden. Um sich hiervon ein Bild zu machen, sei erwähnt, daß bei der Löschfunkenstation in Nauen 150 Funkenstrecken in Reihen- und Parallelschaltung arbeiten. Günstiger liegen ohne Zweifel die Verhältnisse bei den Anlagen von Marconi, die mit rotierenden Funkenstrecken ausgerüstet sind, da sich hier infolge des größeren Elektrodenabstandes, der wirksamen Kühlung und der geringen Zahl der in Reihe liegenden Funkenstrecken eine höhere Betriebssicherheit ergeben muß. Soviel dürfte jedoch feststehen, daß mit wachsender Stationsleistung die Betriebsschwierigkeiten, die einer Funkenstrecke stets anhaften, in unzulässiger Weise zunehmen und damit den Anwendungsbereich der Funkensender begrenzen.

Anders liegen die Verhältnisse bei den Hochfrequenzmaschinenanlagen. Hier nehmen in gewissem Sinne die Schwierigkeiten mit wachsender Maschinenleistung ab. Die notwendige Konstanthaltung der Tourenzahl und die vielleicht auftretenden Tastschwierigkeiten stellen aber keine technischen Aufgaben dar, die unüberwindbar wären. Im Gegenteil sind gerade in letzter Zeit aussichtsreiche Verbesserungen in dieser Hinsicht gefunden worden.

Faßt man die gewonnenen Ergebnisse zusammen, so würde zugunsten der Funkenanlagen (gedämpfte Schwingungsform) nur die Tat-

sache sprechen, daß die Einrichtung einer schnellen und stetigen Wellenvariation im Gegensatz zu den Hochfrequenzmaschinensender keine grundsätzlichen Schwierigkeiten bereitet. Bezüglich des erzielbaren Wirkungsgrades der Senderseite, der Energieabsorption im Erdboden und in der Atmosphäre und der Möglichkeit der Einrichtung eines tönenden Empfanges dagegen sind ausschlaggebende Unterschiede zwischen beiden Systemen nicht festzustellen. Alle übrigen Vergleichspunkte aber sprechen zugunsten der ungedämpften Schwingungen. Wenn deshalb für den Großstationsbetrieb die Anwendung von Hochfrequenzmaschinen am richtigsten erscheint, so gründet sich diese Behauptung demnach auf folgende Tatsachen:

a) Die Erzeugung größerer Schwingungsenergien ist ohne grundsätzliche Schwierigkeiten möglich.

b) Die Senderantenne wird bei Verwendung von ungedämpften Schwingungen am vollkommensten ausgenutzt.

c) Die Energieaufnahme des Empfangsindikators ist stets größer beim Senden mit ungedämpften als mit gedämpften Schwingungen.

d) Hochfrequenzmaschinenstationen stören benachbarte Funkenanlagen in ihrem gegenseitigen Verkehr nicht.

(Eingesandt 15. November 1914.)

Über eine neue Art der Stoßerregung.

Von **D. Biró** und **I. Békefy.**

Vorliegende Aufgabe bezweckt, auf eine neue Methode der Stoßerregung hinzuweisen, welche Methode mit der der ionisierten Funkenstrecken vielfach übereinstimmt. Die Stoßerregung erfolgt durch Löschfunken mittels inkandeszenter Isolierstoffe. Es war uns schon längst die bemerkenswerte Erscheinung bekannt[1]), daß feine Kapillarglasröhren die Elektrizität leiten; das wird allgemein nur durch die Ionisation der inneren Luftsäule erklärt. Es liegt nun auf der Hand, diese Ionisation zur Erzeugung von Stoßerregung zu benutzen.

---

[1]) Nach mündlichen Mitteilungen von Prof. Dr. J. Károly.

Funkenkurven.

Die Untersuchung der Stoßerregung besteht in Aufnahmen von Kopplungs- und Resonanzkurven und in der Bestimmung des Ionisierungsgrades, ferner in der Feststellung des Einflusses des Kapillarrohrdurchmessers durch Aufnahme von „Funkenkurven".

Diese letztere Kurve stellt die Längen der gewöhnlichen und in den Kapillarröhren übergesprungenen Funken bei gleichen Elektroden und Funkenpotential dar. Es wurden die zwei Funkenstrecken parallel geschaltet: wenn nun die Funken in gleicher Zeit auf beiden Stellen übersprangen, so war das ein Zeichen der Potentialgleichheit. Indem man die Elektrodenentfernung und die Funkenlänge als Abszisse bzw. Ordinate aufträgt, entsteht die Funkenkurve (Fig. 1). Es ist zu be-

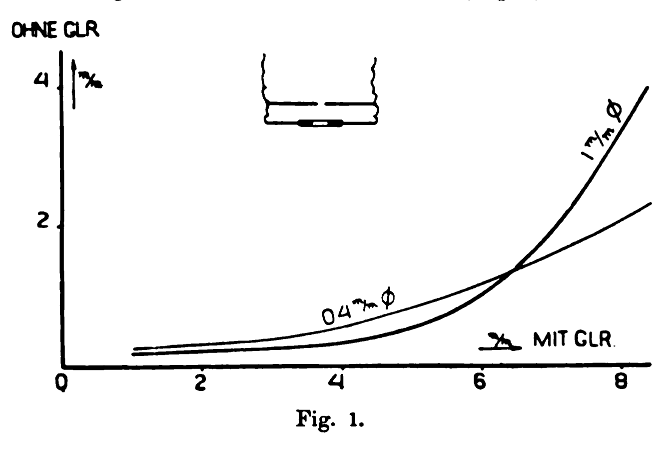


Fig. 1.

merken, daß die Einstellung des Mikrometers möglichst rasch zu erfolgen hat, da sonst die Erwärmung und die durch den Funken hervorgerufene Ionisation die Werte fälschen.

Wir untersuchten zwei Glasröhren mit 0,4 und 1 mm innerem Durchmesser; die Funkenkurven für dieselben gibt Fig. 1 wieder. Wie diese Kurven zeigen, nimmt die relative Funkenlängenzunahme bei einer kapillaren Funkenbahn mit zunehmender Funkenlänge ab. Die ionisierende Wirkung bei dünneren Röhren ist größer als bei dickeren.

Die bisherigen Untersuchungen haben nur den Charakter eines Vorversuches, indem nämlich diese ein Maß für die Größe der zu erwartenden Effekte bieten.

Wie Riegger[1]) gezeigt hat, gehört zu jeder Funkenstrecke ein

1) H. Riegger, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 5, 35, 1912.

kritischer und günstigster Kopplungsgrad der gekoppelten primären und sekundären Kreise, was sich am besten durch Aufnahme von Kopplungskurven erkennen läßt. Behufs Aufnahme der Kopplungskurven benutzten wir die folgende Anordnung (Fig. 2).

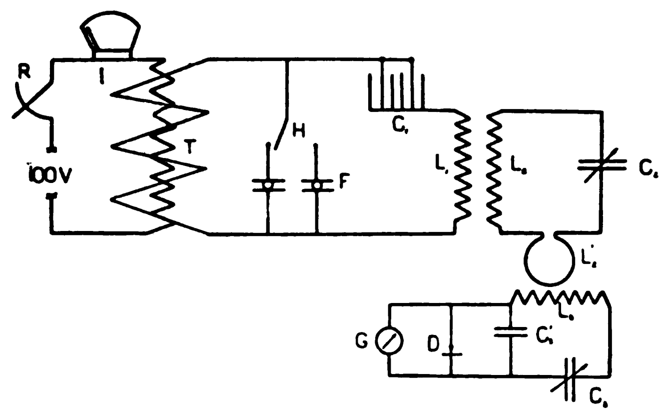


Fig. 2.

Versuchsanordnung.[1])

Der Stoßkreis wurde durch einen Boasfunkeninduktor mit geschlossenem Eisenkern aufgeladen, der mit 100 Volt Wechselstrom ohne Unterbrecher gespeist wurde; ferner schalteten wir einen 27 Ω-Rheostat dem Induktor vor. Die Stromstärke betrug 12—15 Amp. Die Kapazität C des primären Kreises bestand aus zwei parallel geschalteten Leydenerflaschen von zusammen 403 cm. Die Funkenmikrometer (F) waren so zueinander parallel geschaltet, daß wir mittels eines Hebels H den Weg des Stromes ändern konnten. Als Selbstinduktion diente ein selbsthergestelltes und auf Holzgerüst montiertes Variometer, dessen Koppelung in weiten Grenzen (4—48 $^0/_0$) geändert werden konnte. Die beiden Spulen hatten die Selbstinduktionen $L_1 = 48{,}9 \cdot 10^{-17}$ cgs und $L_2 = 21{,}7 \cdot 10^{-17}$ cgs. Der Kreis II bestand aus einem Petroleumkondensator Boasscher Konstruktion, welcher immer auf 842 cm eingestellt wurde, und aus einer Schleife L_2, welche für die extrem lose Koppelung des Meßkreises III dient. Im Meßkreise befand sich noch ein drehbarer Luftkondensator C_3, ein Blockkondensator C'_3 (0,251 Mf.) und die Selbstinduktion L_3 ($19{,}575 \cdot 10^{-17}$ cgs); parallel zum Blockkondensator wurde der Bleiglanzdetektor D, sowie

[1]) Kaltenbach, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 7, 157, 1913.

ein Galvanometer von 62,5 Ω und einer Empfindlichkeit von $5{,}77 \cdot 10^{-7}$ Amp. geschaltet. Es wurde dem Galvanometer kein Widerstand vorgeschaltet. In vielen Fällen, besonders bei qualitativen Messungen, erwies sich die Genauigkeit des Paulschen Mikroamperemeters als genügend.

Die Frequenz des Sekundärkreises blieb während des ganzen Versuches konstant, sie betrug $\lambda = 810$ m. Der Meßkreis war mit dem Sekundärkreise in Resonanz, wenn der Zeiger des Drehkondensators C_3 auf dem Teilstrich 89^0 stand. Alle Eichungen wurden mittels eines geeichten Wellenmessers großen Typs der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie vorgenommen.

Qualitative Bestätigung.

Die große Energielieferung der Einrichtung machte das Glasrohr für quantitative Messungen unbrauchbar, da es der hohen Temperatur wegen durchschmolz. Diese Erscheinung wurde zu einer hochinteressanten qualitativen Demonstration benutzt; während nämlich die mit dem Glasrohr versehene Funkenstrecke in Betrieb war, zeigte das Millivoltmeter (das obenerwähnte Paulsche Mikroamperemeter ist auch mit Millivoltteilung versehen) auf der Resonanzstelle im Primärkreise $14 \cdot 10^{-4}$ Volt; im Augenblick des Schmelzens des Glasrohres sank dieser Wert auf $9{,}5 \cdot 10^{-4}$ Volt. Bei diesem Versuche blieben die Bedingungen, und zwar die Funkenlänge und die Elektroden, dieselben; es ist also der Effekt nur dem Glasrohre anzurechnen.

Versuche mit Löcher.

Behufs der quantitativen Untersuchungen wandten wir gebrannte Tonplatten an, welche durchbohrt waren und zwischen die Elektroden gebracht wurden. Wir konstatierten die bemerkenswerte Erscheinung, daß nicht nur lange und dünne, sondern auch kürzere und weitere Löcher ionisierende Wirkung besitzen. Zu unseren Versuchen verfertigten wir Probestücke, mit welchen wir mehrere Koppelungskurven aufnahmen; der primäre und sekundäre Kreis wurde unterdessen auf 810 m Wellenlänge abgestimmt, auch der Meßkreis wurde auf dieselbe Wellenlänge eingestellt. Die Messung erfolgte in der Weise, daß wir den Stromeffekt des Meßkreises vom Galvanometer ablasen und inzwischen den Koppelungsgrad des primären und sekundären Kreises veränderten. Diese Koppelungskurven zeigen bekanntlich ein Hauptmaximum und mehrere Nebenmaxima. In der Umgebung und an Stelle dieser Maxima nahmen wir die Resonanzkurven auf; damit

wurde es gerechtfertigt, daß man in der Tat an der Maximumstelle der Koppelungskurve die beste Stoßerregung erhalten kann. Für die Vergleichbarkeit der Energie der Stoßerregung gewöhnlicher und durch Tonlöcher durchgeschlagener Funken wandten wir Funkenstrecken gleichen Potentials an.

Die auf diese Weise aufgenommenen Koppelungs- und Resonanzkurven der gewöhnlichen und „Tonfunkenstrecken“ zeichneten wir

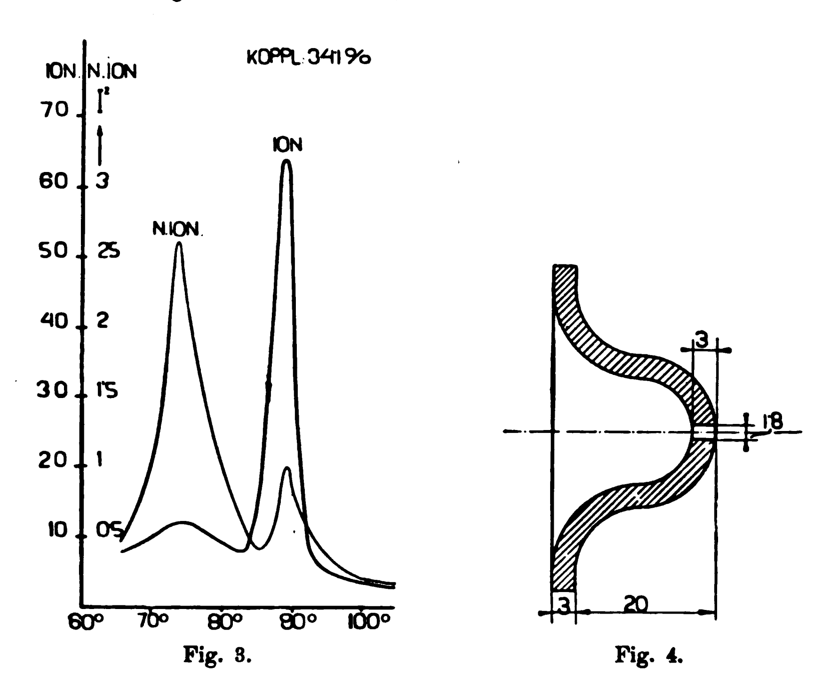


Fig. 3. Fig. 4.

in dieselbe Figur mit zwei verschiedenen Ordinatenmaßstäben ein, um die Beurteilung durch einfache Betrachtung möglich zu machen; als Abszisse trugen wir die mit den Wellenlängen proportionalen Skalenteile des variablen Kondensators auf. Die Kapazitäten und Selbstinduktionen wurden nach der Resonanzmethode mittels eines Wellenmessers bestimmt, für die Bestimmung des Koppelungsgrades verwandten wir die folgende Methode:

$$\varkappa = \frac{L_{12}}{\sqrt{L_1 L_2}},$$

wo die Bestimmung von L_1, L_2 nach der bekannten Methode von Selbst-

induktionsmessungen ausgeführt wurde. Das Resultat kontrollierten wir mit einer Siemens-Halske-Brücke.

Anfangs wurden die Elektroden so angeordnet, daß sie fest an die Tonplatten auflagen; diese Anordnung erschien aber minder vorteilhaft, da sich die Kühlungsverhältnisse als schlecht erwiesen; bei den übrigen Messungen wurden daher zwei Luftspalte zwischen Elektrode und Platte hergestellt.

Die auf Fig. 4 gezeichnete Form des Ionisators hat sich eben wegen der durch die gute Luftzirkulation hervorgerufenen Kühlung gut bewährt.

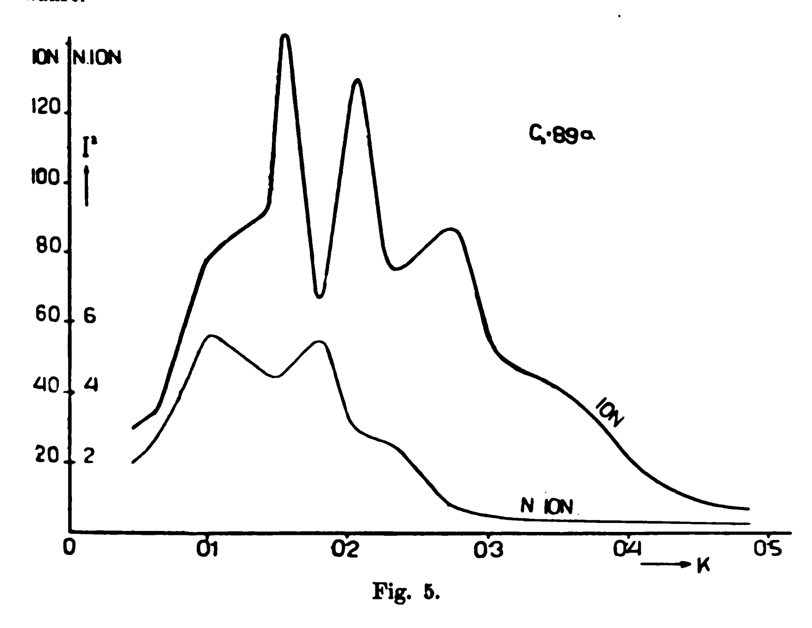


Fig. 5.

Unsere Untersuchung erstreckte sich auf die durch die Tonplatten von verschiedener Lochlänge und Lochdurchmesser hervorgerufene Stoßerregung, sowie auf den Einfluß des Metalles der Elektroden.

Betrachten wir jetzt den Unterschied zwischen Koppelungskurven der gewöhnlichen und der durch Tonloch gebildeten Funkenstrecke. Dieser ist aus Fig. 5 ersichtlich. Beide Koppelungskurven zeigen ein Hauptmaximum und mehrere Nebenmaxima. Das Hauptmaximum der nicht ionisierten Funkenstrecke zeigt sich bei einer Koppelung von 10% und das der ionisierten bei 15,5%; diese Tatsache zeigt uns, daß der kritische Koppelungsgrad durch das Einschalten des Ton-

loches sich vergrößert. Um die Energie beider Funkenstrecken zu vergleichen, trugen wir die Ordinaten bei gewöhnlichen Funken im zehnfachen Maßstabe auf. Die Fig. 6 zeigt das Energieverhältnis beider Kurven also:

$$Y = \frac{i^2_{\text{eff. ion.}}}{i^2_{\text{eff. n. ion.}}}.$$

Diese so erhaltene Kurve zeigt die Koppelung, bei welcher wir die relativ beste Stoßerregung erhielten. Wie das Kurvenbild es veranschaulicht, liegt die relativ beste Stoßerregung bei 34,1 $^0/_0$, also auf einer Stelle, wo die Resonanzkurve die prägnanteste Energiedifferenz

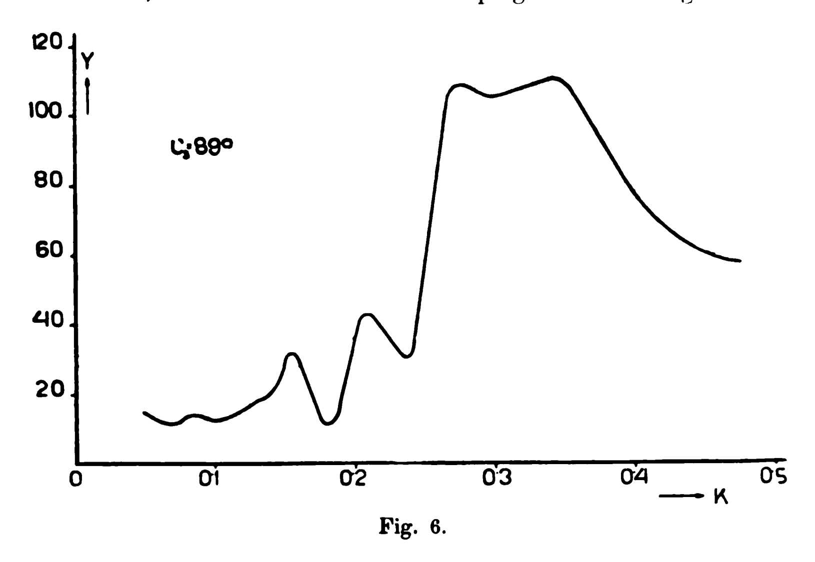


Fig. 6.

zeigt. Die Resonanzkurve des gewöhnlichen Funkens (Fig. 3) zeigt bei den Koppelungswellen eine recht beträchtliche Energiemenge und ein weniger scharfes Maximum; die Kurve der ionisierten Funken aber gibt auf der Resonanzstelle ein steiles Maximum und auf der Koppelungswellenstelle kaum bemerkbare Energievergrößerungen: also eine verhältnismäßig gute Stoßerregung.

Das Versuchsstück (Fig. 4) war eine konische Tonkappe mit durchbohrter Spitze; die Elektroden bestanden aus zugespitzten Kupferdrähten von 1,5 mm Durchmesser und hatten einen Abstand von 15,4 mm. Eine gleiche Funkenstrecke desselben Potentials wurde ohne Tonkappe zur vorigen parallel geschaltet; es ergab sich dann der Abstand zu 9,3 mm. Das Loch war 3 mm tief und 1,8 mm weit.

Bisher haben wir gesehen, daß zu jeder Funkenlänge eine kritische Koppelung gehört, ebenso entspricht jeder Koppelung eine einzige kritische — günstigste — Funkenlänge, also bei dieser Koppelung ergibt sowohl eine längere wie eine kürzere Funkenstrecke eine schlechtere Stoßerregung.

Die Messung geschah in der Weise, daß die Koppelungs- und Meßkreise immer in Resonanz waren und daß wir die Funkenlänge bei einer Stellung des Variometers so lange veränderten, bis das Galvanometer die größte Stromintensität zeigte. Der Verlauf der Kurve (Fig. 7)

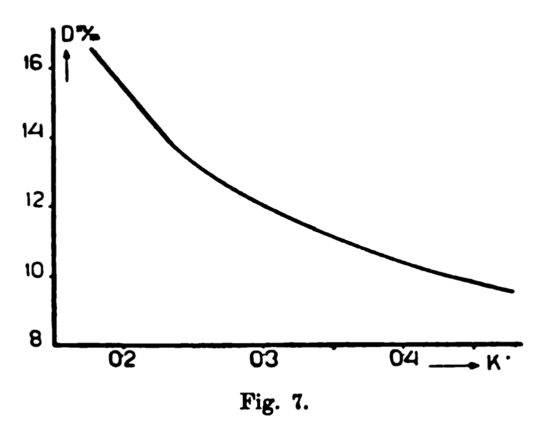


Fig. 7.

zeigt, daß die kritische Funkenlänge bei den loseren Koppelungen mit der Vergrößerung derselben ungefähr linear abnimmt; bei den engeren Koppelungen aber nimmt die kritische Funkenlänge mit der Vergrößerung derselben schneller ab. Dies stimmt mit dem Resultat überein, daß die Stoßerregung mit der sich vermehrenden Ionisation verbessert wird, d. h. die entsprechende kritische Koppelung ist bei einem größeren Koppelungsgrad vorhanden, da die Ionisation bei kürzeren Funkenlängen größer ist.

Einfluß des Metalles.

Zuletzt untersuchten wir den Einfluß des Elektrodenmetalls auf die Stoßerregung. Wir nahmen deshalb Koppelungskurven mit Kupfer- und Zinkelektroden auf. Die Koppelungskurve wurde eben der Resonanzkurve vorgezogen, weil es leicht hätte vorkommen können, daß die Funkenstrecke bei einer gewissen Koppelung mit einem vielleicht ungünstigen Metall sich als eine kritische ergibt, woraus man nur eine falsche Schlußfolgerung hätte ziehen können. Die in Fig. 8 dar-

gestellten Kurven zeigen, daß die Kurve der Zinkelektrode immer unter der der Kupferelektrode läuft; das Kupfer gibt also eine günstigere Wirkung. Auch Aluminium und Silber erwiesen sich als nicht geeignet. Die Versuchsverhältnisse blieben dieselben wie vorher.

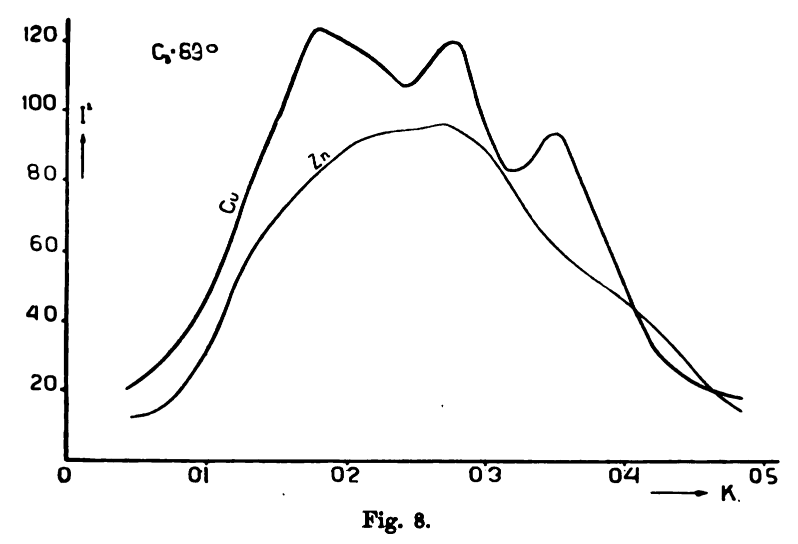


Fig. 8.

Zusammenfassung.

Aus vorliegenden Untersuchungen geht hervor, daß wir die Löschfunkenwirkung in der Weise erreichten, daß wir den Funken durch ein in unbrennbarem und unschmelzbarem Stoff gebohrtes Loch bei solcher Koppelung hindurchgehen ließen, bei welcher die gewöhnliche Funkenstrecke die typische Dreiwelligkeit aufweist. Wie die erhaltenen Resonanzkurven zeigen, läßt sich so viel mehr Energie übertragen. Bei der Erscheinung spielt die Erwärmung und die Änderung des Ionisationsgrades während der Dauer des Funkens eine große Rolle. Die schlechtleitende Tonplatte erwärmt sich nämlich während des Versuches und sie verdirbt den Effekt, indem der Funke wegen der durch die Hitze hervorgerufenen größeren Ionisation in einem Bogen übergeht. Es ist interessant, daß in der ersten Phase des Betriebes die Energie im sekundären Kreise fortwährend bis zu einem Maximum wächst, da nämlich die Ionisation bei der vorhandenen Koppelung die entsprechendste ist; bei wachsender Ionisation nimmt die Wirkung ab. Wir haben also eine zeitliche Feststellung des Falles der kritischen Koppelung.

Die Zerstörung der Wirkung stellt sich nur in dem Falle ein, wenn wir durch die Funkenstrecke eine so große Energie hindurchlassen, daß diese eine größere Ionisation hervorruft, wie das für die Aufrechterhaltung der Schwingungen wünschenswert ist. Von den Dimensionen der Tonplatte hängt also die Maximalenergiemenge ab, welche ohne Störung sich durchführen läßt. Behufs Durchführung größerer Energiemengen müssen Einzelfunkenstrecken hintereinandergeschaltet werden. Durch passende Wahl der Elektrodenzahl (bei uns zwei) können wir einen stabilen Zustand erreichen; d. h. eine weitere Erwärmung und so eine Überionisation ist wegen der genügenden Kühlung ausgeschlossen, und somit ist die Einrichtung als betriebssicher zu betrachten.

Es sei uns gestattet, unserem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. F. Wittmann unseren besten Dank auszusprechen für die Anregung zu dieser Arbeit und sein stetes Interesse an ihrem Fortgange. Ebenso sind wir Dank schuldig unserem Kollegen F. Vámos, der bei der Übersetzung uns große Dienste leistete.

Die Untersuchung wurde im physikalischen Institut der Techn. Hochschule Budapest ausgeführt.

Eingesandt 1. Oktober 1915.

Adresse des Autors: Budapest, I Fehévári út 17.

Der homogene Schwingungskreis.

Von W. Burstyn.

Als die drahtlose Telegraphie noch mit sehr kurzen Wellen arbeitete, und selbst von Großstationen eine Wellenlänge von 300 m verlangt wurde, war es mitunter recht schwer, einen hinreichenden Teil der Selbstinduktion des geschlossenen Kreises zur Koppelung mit dem Luftdrahte übrig zu behalten, da die Zuleitungen zur Flaschenbatterie einen beträchtlichen Teil dieser Selbstinduktion ausmachten. Nebst dem bewirkte die nicht gut vermeidbare Ungleichheit der Länge dieser Zuleitungen eine Unreinheit der Welle und Energieverluste. Entsprach die Anordnung z. B. der Fig. 1, so ergab, etwas ungenau ausgedrückt, c_3 eine längere Welle als c_1. Es entstehen in den geschlossenen Kreisen $c_1\, c_2$, $c_2\, c_3$ und $c_1\, c_3$ Teilwellen, die zwar viel kürzer und schwächer als die Hauptwelle sind, deren Energie aber nutzlos verloren geht.

Im Jahre 1904 machte ich als Ingenieur der „Gesellschaft für drahtlose Telegraphie“ den Vorschlag, diesen Übelstand durch die in Fig. 2 dargestellte Anordnung des Primärkreises zu umgehen. Der äußere und innere Ring dienen zusammen als Selbstinduktionsspule, die mit dem Luftdraht induktiv gekoppelt wird; ihr Durchmesser wird entsprechend groß gewählt, und sämtliche Kondensatoren werden,

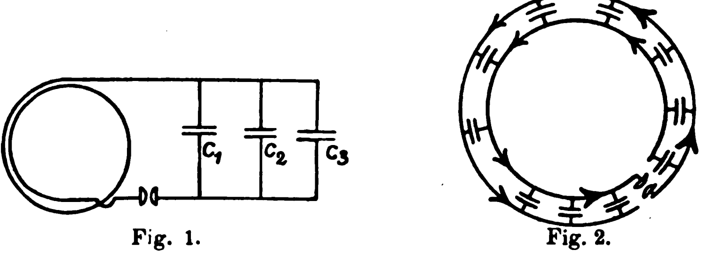


Fig. 1. Fig. 2.

wie schematisch angedeutet, mit gleichlangen, möglichst kurzen Zuleitungen zwischen die beiden Ringe geschaltet. Sowohl bei der Ladung als bei der hochfrequenten Entladung herrscht dann jederzeit zwischen gegenüberliegenden Stellen der Ringe die gleiche Spannung. Auch die Summe der Ströme in beiden Ringen ist für jede Stelle des Umfanges gleich; sie sind für einen bestimmten Augeblick durch Stärke und Richtung der Pfeile angedeutet. Der Kreis schwingt also homogen;

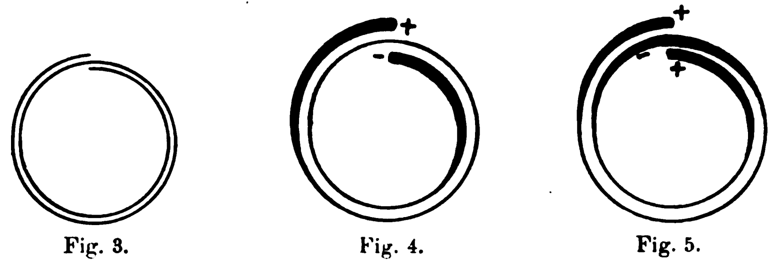


Fig. 3. Fig. 4. Fig. 5.

seine wirksame Selbstinduktion ist gleich der der beiden Ringe in Parallelschaltung. Bemerkenswert ist der Umstand, das zwischen den beiden freien Enden der Ringe während der Schwingung die doppelte Ladespannung auftritt.

In ähnlicher Weise läßt sich eine Art Lechersches Drahtsystem bilden (Fig. 3). Dieses Gebilde ist nichts anderes als eine Spule von zwei Windungen und kann z. B. aus dem käuflichen Doppelklingeldraht bequem hergestellt werden. Die Wellenlänge ist (für Luft als

Dielektrikum) gleich der doppelten Drahtlänge und ändert sich natürlich nur unbedeutend, wenn die Fläche der Spule nicht kreisförmig ist. In den Figg. 4—7 ist die Verteilung der Spannung längs des Drahtes durch Verdickung der Linie für die Grundschwingung und die ersten

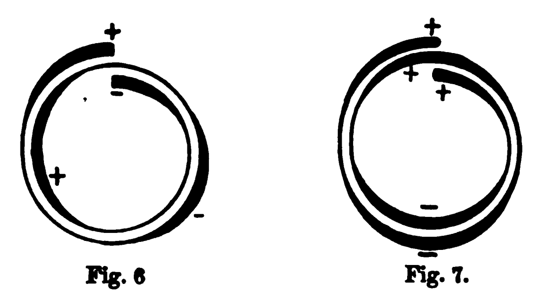


Fig. 6 Fig. 7.

Oberschwingungen dargestellt. Nur bei den geradzahligen schwingt der Kreis homogen. Die Schwingungen lassen sich sowohl durch Induktion erregen als durch Funken; für Grundton und zweiten Oberton zeigen letzteres die Figg. 8 und 9. Während bei der Erregung eines

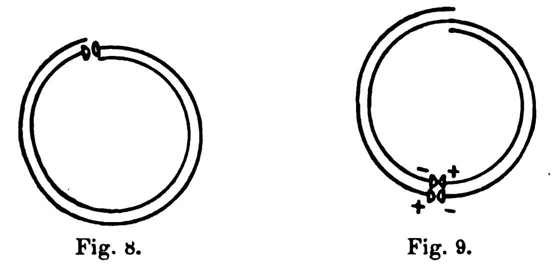


Fig. 8. Fig. 9.

Lecherschen Systems durch Funken auch alle Obertöne entstehen und das Dielektrikum längs des Drahtes verschieden beansprucht ist, entsteht hier (d. h. nach Fig. 8) nur der Grundton, und das Dielektrikum ist überall gleichmäßig belastet.

(Eingesandt 13. Oktober 1915.)

Adresse des Autors: K. u. K. Radiostation Laaerberg, Wien X.

Referate.

Dr. ing. Ludwig Dreyfus, Die analytische Theorie des statischen Frequenzverdopplers im Leerlauf. (Archiv für Elektrotechnik II. Band, 9. Heft, 343, 1914.)

Das große Interesse, das der statische Frequenzverdoppler gerade in den Fachkreisen der drahtlosen Telegraphie und Telephonie mit vollem Recht verdient — hat er doch die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie durch die von mir im Frühjahr 1912 ausgeführte Arbeit zu einem völligen Erfolge in der praktischen Durchbildung eines neuen Hochfrequenzerzeugungssystemes geführt —, muß mir einen eingehenden Bericht über die Dreyfussche Arbeit gerade an dieser Stelle unbedingt wünschenswert und nützlich erscheinen lassen.

Einleitendes.

Die Literatur über den statischen Frequenzwandler ist eine äußerst begrenzte. Sieht man von der Dreyfusschen Arbeit ab, so beschränkt sie sich auf die von Joly [1]) und Vallauri [2]) unabhängig voneinander gegebenen Patentanmeldungen, sowie eine von ersterem veröffentlichte Theorie des belasteten Verdopplers, welche die sich abspielenden Erscheinungen jedoch nur in recht rigoroser Weise behandelt.

Dieser Mangel an theoretischen Untersuchungen hat seinen Grund in der geringen Anpassungsfähigkeit der Vorgänge an eine analytische Formulierung, welch erstere bedingt ist durch den Umstand, daß für das physikalische Verhalten des ganzen Apparates einzig und allein ferromagnetische Sättigungserscheinungen maßgebend sind. Die Unmöglichkeit, denselben eine physikalisch begründete Formulierung zu verleihen, sowie die hohe Schwierigkeit, den Verlauf der Eisensättigungskurve auch nur genügend genau durch eine analytische Kurve von tunlichst einfachem Charakter zu interpolieren, brachten es mit sich, daß bis jetzt so wenig Versuche gemacht wurden, trotzdem vermittelst eines geschickt geschlossenen Kompromisses einer analytischen Methode gerecht zu werden.

Dr. Dreyfus ist nun der Sache in anerkennenswert geschickter Weise durch verschiedene voraussehende Annahmen gerecht geworden; Annahmen allerdings, die wennschon sie dadurch völlig berechtigt er-

---

1) Französisches Patent Nr. 418909 veröffentlicht am 22./12. 1910. L'industrie Electrique 10./5. 1911.

2) Italienische Patentanmeldung vom 3./2. 1911. Elektrot. Zschr. 28./9. 1911.

scheinen müssen, daß sie eine Analyse ermöglichen, doch in Wirklichkeit nie so ganz erfüllt sein werden, als daß nicht der sich auf sie aufbauenden Theorie der Fehler beschränkter Allgemeingiltigkeit und ein gewisser Mangel an allgemeinem Schlußfolgerungsrechte auf praktisch wichtige Fragen anhaftete.

Andererseits bleibt zu bedenken, daß auch schon eine qualitative Klärung der sich abspielenden Magnetisierungsvorgänge eine für die Praxis nicht zu unterschätzend wichtige Förderung darstellt und daß schließlich die Verneinung einer Theorie, die sich auf gewisse Voraussetzungen aufbaut, die wennschon sie nie ganz erfüllt sein werden, doch stets mit einer gewissen Annäherung erfüllbar sind, angesichts der besagten Tatsache, daß eben erst jene voraussätzlichen Annahmen eine Theoretisierung der Erscheinungen zulassen, nichts anderes bedeuten würde, als ein Verzicht für alle Zeiten auf irgendwelche theoretische Grundlagen, wie sie der inneren Erkenntnis der Tatsachen doch unumgänglich notwendig sind. Ob auf die Dauer die Praxis jeder aufklärenden Theorie entraten kann und nicht doch schließlich an jene Anschluß suchend, den durch die Dreyfussche Arbeit vor-

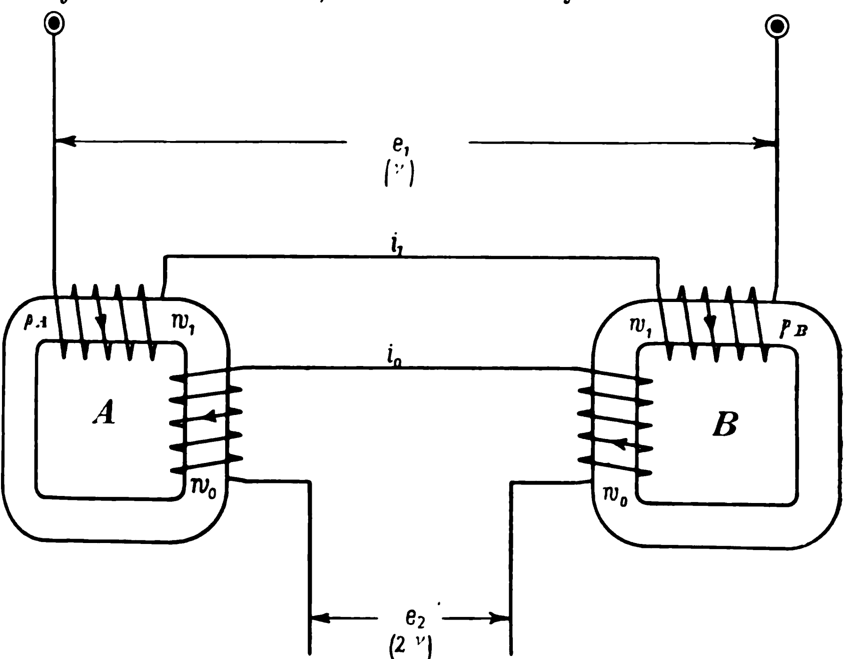


Fig. 1. Schaltung zur Frequenzverdoppelung.

gezeichneten Weg zur Realisierung der Theorie beschreiten wird, muß aber mehr wie fraglich erscheinen.

Von den verschiedenen bestehenden Schaltungsvarianten zur Frequenzverdoppelung eignet sich die von Joly und Vallauri angegebene,

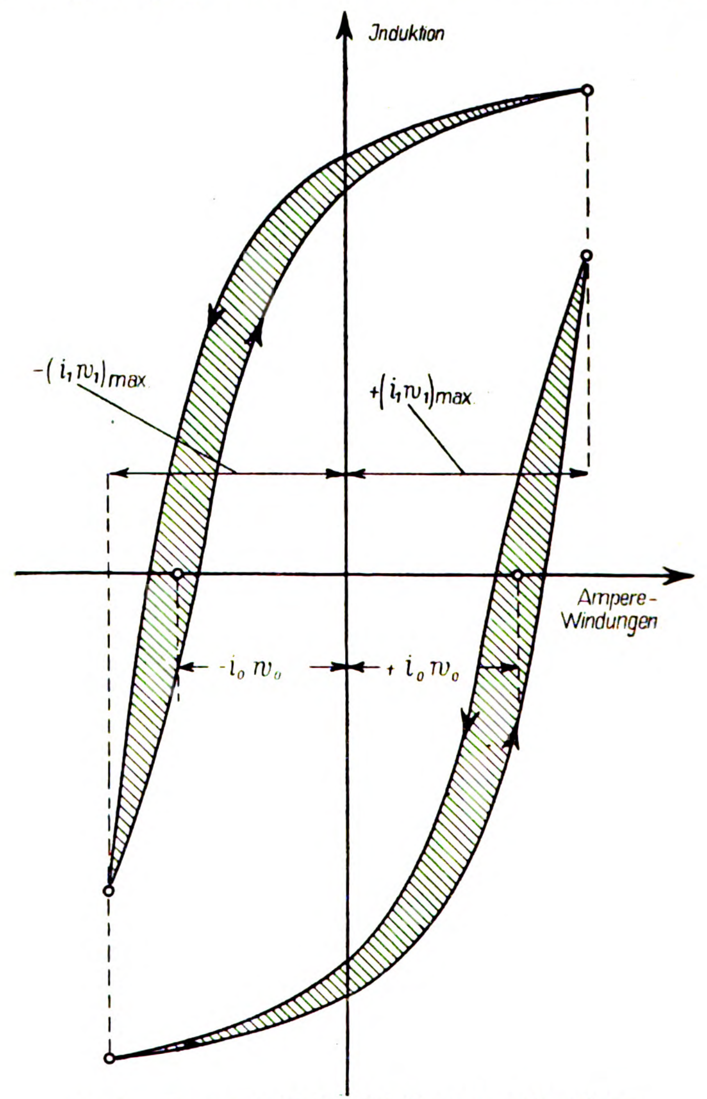


Fig. 2. Hysteresisschleifen bei Frequenzverdoppelung.

und wie sie auch von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie in die Praxis übernommen wurde, zu einer theoretischen Untersuchung insofern am besten, als sie am einfachsten ist und sozusagen das Grundelement aller anderen Schaltungsarten bildet, so daß der für diese Form des Frequenzwandlers angestellte Kalkül ohne allzugroße rechnerische Mühe auch für die anderen Schaltungsvarianten geltend umgewandelt werden kann.

Die Schaltung des Joly- resp. Vallaurischen Frequenzwandlers ist folgende (Fig. 1).

Die beiden Primärwickelungen p_A und p_B zweier völlig gleicher Transformatoren A und B sind in Serie geschaltet und liegen an der Wechselspannung e_1, deren Periodizität ν_1 sei. Sie treibt durch den Primärkreis den Magnetisierungsstrom i_1. Die Sekundärwickelungen der beiden Transformatoren sind ebenfalls in Serie geschaltet, jedoch einander entgegengesetzt, so daß zunächst die sekundäre Summenspannung e_2 Null ist, indem sich die sekundären Einzelspannungen in jedem Momente aufheben. Werden nun die beiden Kerne durch einen in der Sekundären resp. einen in einer eigenen, im Sinne derselben geschalteten Erregerwickelung fließenden Gleichstrom i_0 in einen konstanten magnetischen Zwangszustand versetzt, so tritt an den Klemmen der Sekundärwickelung eine Summenspannung auf, die nur geradzahlige Harmonische und zwar vorwiegend die der doppelten Grundfrequenz $\nu_2 = 2\nu_1$ enthält. Die innere Ursache dieser Erscheinung läßt sich ohne Mühe aus dem Verlaufe der Hysteresisschleifen der beiden Transformatorenkerne erklären. In Fig. 2 sind die Hysteresisschleifen zweier Transformatorenkerne, welche im Sinne der angegebenen Schaltungsmaßnahme magnetisiert werden, dargestellt.

Wie aus der Abbildung ersichtlich ist, tritt durch die Anwesenheit der durch i_0 hervorgerufenen konstanten Magnetisierung eine Unsymmetrie der beiden Schleifen auf, welche infolge des Entgegengesetztseins der Grundmagnetisierung für beide Transformatoren entgegengesetztes Vorzeichen besitzt.

Daraus folgt zwangläufig, daß, sobald die treibende Primärspannung e_1 nur ungerade Harmonische besitzt, was bei technisch gebräuchlichen Wechselstromgeneratoren stets der Fall ist, auch der Magnetisierungsstrom denselben Charakter besitzen muß; d. h. mit anderen Worten: Stromwerte, die zeitlich um $^1/_2$ Periode der Primärspannung, also um: $\left(\frac{T}{2}\right)$ auseinander liegen, sind einander gleich, jedoch entgegengesetzten Vorzeichens.

Besitzt also zu irgendeiner Zeit t der Kern mit dem Index A die momentane Magnetisierung:

$$A W_A = i_0 \cdot w_0 + [i_t \cdot w]_1$$

und dementsprechend den Kraftflux:

$$n_A = N_0 + N_1 \sin(\omega t - \varphi_1) + N_2 \sin(2\omega t - \varphi_2) + \\ + N_3 \sin(3\omega t - \varphi_3) + N_4 \sin(4\omega t - \varphi_4) + \ldots\ldots$$

so besitzt unbedingt der andere Kern — mit dem Index B — die erregenden Amperewindungen:

$$A W_B = - i_0 \cdot w_0 + [i_t \cdot w]_1$$

Dies ist aber nach obigem:

$$A W_B = - \left\{ \left[i_{t + \frac{T}{2}} \cdot w \right]_1 - i_0 \cdot w_0 \right\}$$

Außerdem muß der Kraftfluß des zweiten Kernes sein:

$$n_B = - N_0 + N_1 \sin(\omega t - \varphi_1) - N_2 \sin(2\omega t - \varphi_2) + \\ + N_3 \sin(3\omega t - \varphi_3) - N_4 \sin(4\omega t - \varphi_4) + \ldots\ldots$$

oder:

$$n_{B\,t} = - n_{A\left(t + \frac{T}{2}\right)}$$

Diese Gleichung in Werte gefaßt ergibt den Satz:

Der Magnetisierungszyklus des zweiten Transformators ist genau um $^1/_2$ Periode gegen den Zyklus des ersten Transformators versetzt.

Nun muß aber nach Früherem der primäre Fluß, das ist der mit der gesamten primären Wickelung verkettete, gleich sein der Summe der Einzelflüsse; also:

$$N_1 = [n_A + n_B] = 2\,[N_1 \sin(\omega t - \varphi_1) + N_3 \sin(3\omega t - \varphi_3) + \\ + N_5 \sin(5\omega t - \varphi_5) + \ldots\ldots]$$

während der sekundäre Flux, analog definiert, gleich sein muß:

$$N_2 = [n_A - n_B] = 2\,[N_0 + N_2 \sin(2\omega t - \varphi_2) + \\ + N_4 \sin(4\omega t - \varphi_4) + \ldots\ldots]$$

Man sieht, daß die Sekundärspannung e_2, welche durch die Ableitung von N_2 gegeben ist, ebenso wie N_2 selbst, nur gerade Harmonische enthält.

Mit dieser Ableitung ist das fundamentale Gesetz der Frequenzverdoppelung bewiesen.

1. Analytische Formulierung von Sättigungskurven.

Ihren Ausgangspunkt muß jede analytische Theorie eines statischen Frequenztransformators selbstredend in der Formulierung der Sättigungs- resp. Eisenmagnetisierungskurve haben.

Die Bedingungen, denen eine solche Formulierung Genüge zu leisten hat, sind zweierlei Art.

Einmal muß die Anschmiegung der analytischen Kurve an die physikalische eine möglichst innige sein, damit der praktische Wert der sich auf die analytische Kurve aufbauenden Theorie nicht zu sehr eingeschränkt wird. Außerdem soll aber auch die mathematische Formulierung eine solche sein, daß sich die anzustellenden Untersuchungen mit tunlichst leichter Mühe rechnerisch durchführen lassen.

Die formellen Bedingungen, die Dreyfus für die analytische Interpolation einer Sättigungskurve aufstellt, sind folgende:

Die analytische Kurve muß:

1. durch den Koordinatenanfangspunkt gehen und im ersten und dritten Quadranten kongruent sein;

2. ihrem ganzen Charakter nach der Sättigungskurve möglichst entsprechen;

3. mindestens drei willkürliche Konstante besitzen, damit die Funktion im Nullpunkte und mindestens drei anderen Punkten mit der physikalischen Kurve in Übereinstimmung gebracht werden kann.

Diesen drei Bedingungen neben der leichter rechnerischer Durchführbarkeit des ganzen Problems genügt in hohem Maße die Funktion:

$$B = A \operatorname{arctg} \alpha x + C x \tag{1}$$

wo B die Induktion und x die magnetisierenden Amperewindungen pro Zentimeter Kraftlinienlänge bedeuten.

Um durch diese Funktion eine gegebene, experimentell ermittelte Eisenmagnetisierungskurve zu interpolieren, hat man nur rechnerisch die drei Konstanten A, α und C zu bestimmen.

Dieses Verfahren ist sehr einfach; man greift von der Originalkurve drei passend gewählte Punkte heraus; etwa (Fig. 3):

P_1 mit den Koordinaten B_1 und x_1
P_2 " " " B_2 " x_2
P_3 " " " B_3 " x_3

Es ist nun zu setzen:

$$\left.\begin{aligned} B_1 &= A \operatorname{arctg} \alpha x_1 + C x_1 \\ B_2 &= A \operatorname{arctg} \alpha x_2 + C x_2 \\ B_3 &= A \operatorname{arctg} \alpha x_3 + C x_3 \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

Eleminiert man nun A und C, so erhält man:

$$\frac{B_1 x_2 - B_2 x_1}{B_3 x_2 - B_2 x_3} = \frac{x_2 \operatorname{arctg} \alpha x_1 - x_1 \operatorname{arctg} \alpha x_2}{x_2 \operatorname{arctg} \alpha x_3 - x_3 \operatorname{arctg} \alpha x_2} \tag{3}$$

Hat man diese Gleichung durch Probieren für α gelöst und in zwei Gleichungen des Gleichungssystems (2) eingeführt, so resultieren sofort zwei lineare Gleichungen ersten Grades für A und C, die leicht lösbar sind.

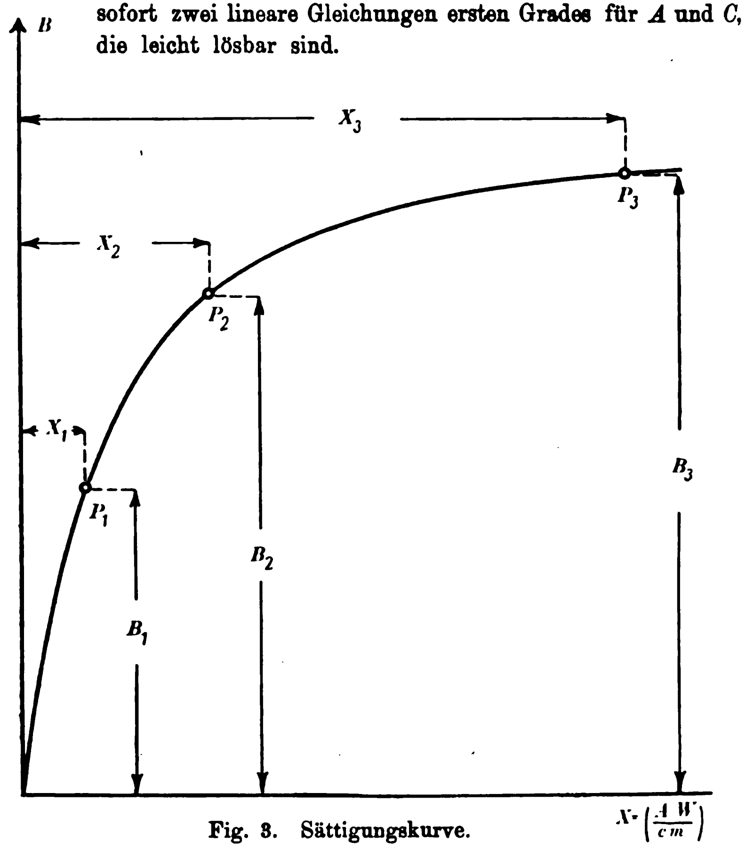


Fig. 3. Sättigungskurve.

In der Originalarbeit wurde an verschiedenen Sättigungskurven die große Annäherung zwischen analytischer und physikalischer Kurve erwiesen; und es seien ihres Interesses halber die interpolierten Kurven hier wiedergegeben, während die miteingetragenen Punkte aufgenommenen Meßwerten entsprechen.

Fig. 4 zeigt die rechnerische Interpolation einer Magnetisierungskurve von normalem Ankerblech.

Die ausgezogene Kurve befolgt das Gesetz:

$$B = 9800 \text{ arctg} \left(0{,}41 \frac{AW}{\text{cm}}\right) + 21 \frac{AW}{\text{cm}}$$

Ist schon, wie die Fig. 4 zeigt, die Annäherung eine ungemein hohe, so kann man dieselbe noch mehr steigern durch den Ansatz:

$$B = A \operatorname{arctg} \alpha x + C \operatorname{arctg} \gamma x \tag{4}$$

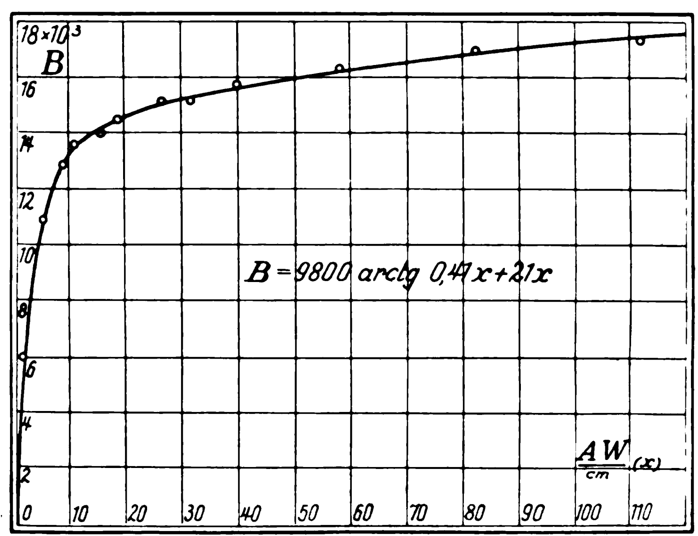


Fig. 4. Sättigungskurve für normales Ankerblech.

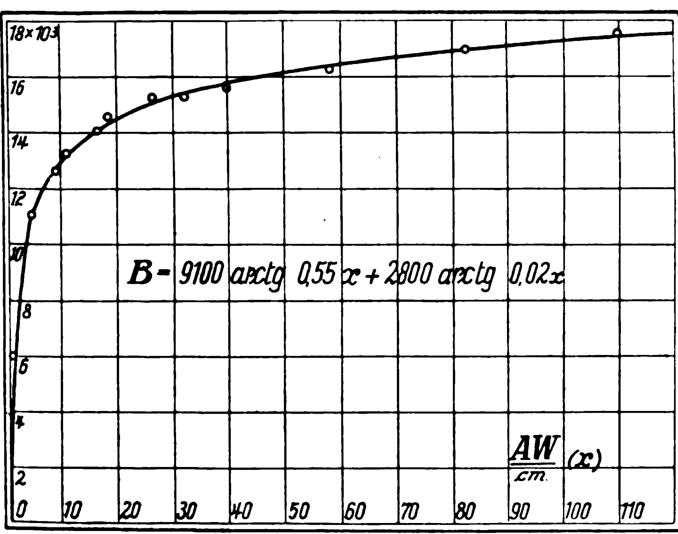


Fig. 5. Sättigungskurve für normales Ankerblech.

Die Funktion enthält nun vier Konstante, nämlich A, C, α und γ. Der Interpolationskurve können somit bei dieser Formulierung neben dem Nullpunkt noch vier weitere Punkte vorgeschrieben werden.

Die Kurve der Fig. 5 ist gegeben durch die Funktion:

$$B = 9100 \operatorname{arctg}\left(0{,}55 \frac{A\,W}{\mathrm{cm}}\right) + 2800 \operatorname{arctg}\left(0{,}02 \frac{A\,W}{\mathrm{cm}}\right)$$

Sie schmiegt sich in der Tat noch genauer an, namentlich in ihrem unteren Aste; allerdings ist die Anwendung der erweiterten Formulierung in ihrer Anwendung zur Theorie des statischen Frequenzwandlers mit einer gesteigerten rechnerischen Umständlichkeit verbunden.

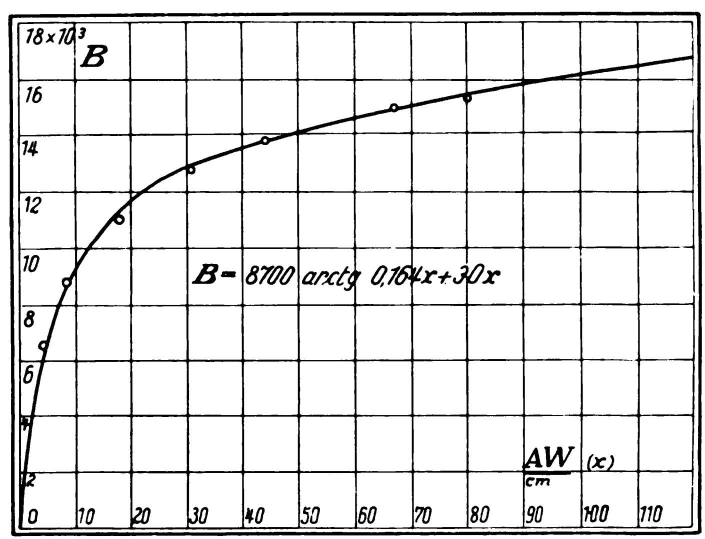


Fig. 6. Sättigungskurve für legiertes Blech

Schließlich ist in Fig. 6 und 7 die Interpolation der Sättigungskurve von sogenanntem „legierten" Eisenblech, wie es durchwegs in der Hochfrequenztechnik zur Anwendung kommt, durchgeführt.

Es gelten hierzu die Funktionen:

$$B = 8700 \operatorname{arctg}\left(0{,}164 \frac{A\,W}{\mathrm{cm}}\right) + 30 \frac{A\,W}{\mathrm{cm}}$$

und:

$$B = 7800 \operatorname{arctg}\left(0{,}21 \frac{A\,W}{\mathrm{cm}}\right) + 4530 \operatorname{arctg}\left(0{,}013 \frac{A\,W}{\mathrm{cm}}\right)$$

Mit den angeführten Kurven dürfte die hohe Brauchbarkeit der vorgeschlagenen Formulierung erwiesen sein.

2. Die Vorausberechnung der Leerlaufspannung eines statischen Frequenzverdopplers.

Die Verwendung des Frequenzwandlers zu Zwecken der drahtlosen Telegraphie und Telephonie bringt stets die Anwendung des Resonanzprinzipes mit sich. Da die Konstruktion von rationellen Wechselstrommaschinen bis zu einer Eigenperiodizität von $10—15 \times 10^3$ heutzutage absolut keine Schwierigkeiten mehr bietet, wird man, damit man nicht zu viel Verdoppelungsstufen anwenden muß, um in den

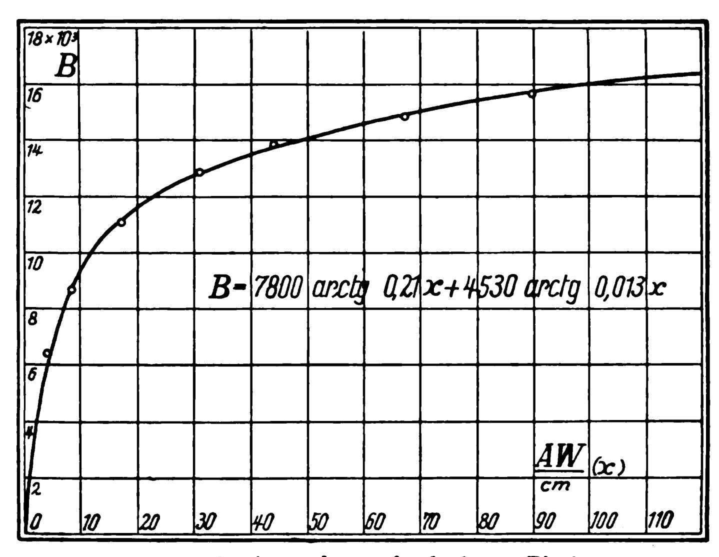


Fig. 7. Sättigungskurve für legiertes Blech.

Bereich der in der Radiotelegraphie und Telephonie gebräuchlichen Frequenzen zu gelangen, auch solche Maschinen verwenden.

Diese schon an und für sich hohe Grundfrequenzen bedingen die Maßnahme der Abstimmung auch schon des ersten Primärkreises, dann würde ein z. B. 10000 periodiger Generator ohne weiteres auf eine Verdoppelungsstufe arbeiten, so wäre durch die Selbstinduktion der Arbeitswickelung des Generators und die des Verdopplers eine sehr hohe Reaktanz bedingt angesichts der hohen Frequenz, so daß die Transformatoren nur einen sehr geringen Magnetisierungsstrom und damit eine sehr geringe scheinbare Leistung aufnehmen könnten. Um

eine völlige Ausnützung des Generators, resp. bei Mehrfachverdoppelung, der jeweiligen Primärstufe, zu erzielen, ist man darauf angewiesen, den aus der Maschinenwickelung, resp. aus der Sekundärwickelung der vorigen Verdopplerstufe, und der Primärwickelung des untersuchten Verdoppelungstransformators gebildeten Kreis mit einer Kapazität auszurüsten, von solcher Abmessung, daß der ganze Ausgleichszustand möglichst in der Nähe der Spannungsresonanz vor sich geht.

Dies bedingt nun aber, daß die Klemmenspannung des Frequenzverdoppelungstransformators weder in Größe noch Phase mit der Maschinenspannung übereinstimmt. Auch ist ihre Kurvenform ebensowenig, wie die des Magnetisierungsstromes i_1 bekannt.

Die analytische Methode verlangt nun aber angesichts der speziellen Formulierung der Eisenmagnetisierungskurve unbedingt die Annahme rein sinusförmigen Magnetisierungsstromes. Durch diese Annahme ist nun allerdings der allgemeine und strenge Geltungsbereich der ganzen Ableitung erheblich eingeschränkt. Die Grenzen dieses Beschränktseins können erst im Verlaufe der Untersuchung und an Hand der dadurch gewonnenen Erkenntnis gezogen werden. Fürs erste sei hier nur gesagt, daß die Annahme sinusförmigen Magnetisierungsstromes bei Frequenzverdopplern, die nur ungeradzahlige Harmonische ausnützen, mit genügender Genauigkeit berechtigt ist, und daß ferner ihr Erfülltsein dann als ebenso genügend genau angenommen werden darf, sobald die Verdoppelungstransformatoren eine möglichst hohe Grundmagnetisierung erhalten — dadurch wird deren wirksame Selbstinduktion verringert — und man in den Schwingungskreis Selbstinduktionsspulen von möglichst hoher konstanter Selbstinduktion legt, so daß die resultierende, totale Kreisselbstinduktion einen nur bis auf einen prozentual ganz geringen Betrag konstanten Wert darstellt.

Schließlich läßt sich die Annahme sinusförmigen Magnetisierungsstromes durch die in Abschnitt 5 gegebene Schaltungsmaßnahme mit beliebiger Annäherung realisieren.

Es sei also nicht wie sonst üblich, die Generator-EMK. als „oberste Tatsache" eingeführt, sondern eben der sinusförmige Primärstrom i_1, der dem Zeitgesetze gehorche:

$$i_1 = J_1 \cos \omega t$$

Die spezifischen Erregeramperewindungen können dann geschrieben werden:

$$\frac{A W_1}{\text{cm}} = x_1 \cos \omega t$$

Wird durch genügend große Vorschaltdrosseln D im Gleichstromkreise die Ausbildung eines Hochfrequenzstromes unterdrückt, so kann

Fig. 8. Schaltung für Frequenzverdoppelung.

der erregende Strom i_0 (Fig. 8) als reiner Gleichstrom ohne übergelagerte Wechselstromkomponente angesehen werden.

Es ist dann:

$$i_0 = J_0 = \text{konst.}$$

bzw.

$$\frac{A W_0}{\text{cm}} = x_0 = \text{konst.}$$

Die Sekundärwickelung sei offen, der Transformator also unbelastet.

Es tut sich nunmehr die Frage auf nach Betrag und Kurvenform der in der Wickelung jedes einzelnen Kernes induzierten Spannungen e_A und e_B.

Daß nun, um ein Rechenverfahren durchführen zu können, die Verluste durch Eisenummagnetisierung der beiden Kerne vernachlässigt werden müssen, ist natürlich selbstverständlich.

Diese Annahme, d. h. die Nullsetzung der Eisenverluste, ist um so mehr erlaubt, jemehr es gelingt, den Magnetisierungsverlust pro Zyklus in möglichst kleinen Grenzen zu halten und zwar die Hysteresisverluste durch Anwendung richtig geglühten Materiales, die Wirbelstromverluste dagegen durch Anwendung „legierter" Bleche — also solcher von möglichst geringer elektrischer Leitfähigkeit — von äußerst geringer Einzelblechstärke (etwa 0,05—0,03 mm).

Die Vernachlässigbarkeit der Eisenverluste ist für den Weitergang der Ableitung insofern von eingreifender Wichtigkeit, als durch sie die durch ihren Flächeninhalt die Verlustgröße bedingende Magnetisierungsschleife zur „jungfräulichen" Magnetisierungskurve zusammenschrumpft und jedem Betrage der magnetisierenden Amperewindungen auch nur ein eindeutig bestimmter Induktionswert zugeordnet bleibt. Es kann also dann für die weitere Rechnung der frühere Ansatz:

$$B = A \operatorname{arctg} \alpha x + C x \tag{1}$$

beibehalten werden, wo $x = \frac{A W}{\text{cm}}$

Für den zeitlichen Verlauf der Induktionen in beiden Transformatoren A und B lassen sich nun sofort folgende beide Gleichungen anschreiben:

$$\left.\begin{aligned} B_A &= A \operatorname{arctg} \alpha (x_1 \cos \omega t + x_0) + C (x_1 \cos \omega t + x_0) \\ &\text{und} \\ B_B &= A \operatorname{arctg} \alpha (x_1 \cos \omega t - x_0) + C (x_1 \cos \omega t - x_0) \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

Die induzierte EMK. pro Ring und Windung ist dann bei einem Eisenquerschnitt von F cm² gleich:

$$\frac{e_A}{w} = -F\frac{d\,B_A}{d\,t}\cdot 10^{-8}\,[\text{Volt}] \quad \text{resp.} \quad \frac{e_B}{w} = -F\frac{d\,B_B}{d\,t}\cdot 10^{-8}\,[\text{Volt}]$$

Hierin die Ausdrücke für B_A und B_B aus (5) eingeführt, gibt:

$$\left.\begin{aligned}\frac{e_A}{w} &= (F\omega\,10^{-8})\,x_1 \sin\omega t\left(\frac{A\alpha}{1+\alpha^2(x_1\cos\omega t + x_0)^2}+C\right) = \\ &= (F\omega\,10^{-8})\sin\omega t\left\{\frac{A}{\alpha x_1}\cdot\right. \\ &\left.\cdot\frac{2}{\cos 2\omega t + 4\dfrac{x_0}{x_1}\cos\omega t + 2\left(\dfrac{x_0}{x_1}\right)^2 + 2\left(\dfrac{1}{\alpha x_1}\right)^2+1}+Cx_1\right\}\end{aligned}\right\}\quad(6\,a)$$

Ebenso:

$$\left.\begin{aligned}\frac{e_B}{w} &= (F\omega\,10^{-8})\,x_1 \sin\omega t\left(\frac{A\alpha}{1+\alpha^2(x_1\cos\omega t - x_0)^2}+C\right) = \\ &= (F\omega\,10^{-8})\sin\omega t\left\{\frac{A}{\alpha x_1}\cdot\right. \\ &\left.\cdot\frac{2}{\cos 2\omega t - 4\dfrac{x_0}{x_1}\cos\omega t + 2\left(\dfrac{x_0}{x_1}\right)^2 + 2\left(\dfrac{1}{\alpha x_1}\right)^2+1}+Cx_1\right\}\end{aligned}\right\}\quad(6\,b)$$

Beide Gleichungen unterscheiden sich nur durch ein Vorzeichen im Nenner, und man kann leicht zeigen, daß die Spannungskurven gleiche Kurvenform besitzen, jedoch um eine halbe Periode verschoben sind.

Ersetzt man nämlich:

$$\sin\omega t \text{ durch } -\sin\omega\left(t+\frac{T}{2}\right)$$

$$\cos\omega t \text{ durch } -\cos\omega\left(t+\frac{T}{2}\right)$$

und endlich: $\cos 2\omega t$ durch $+\cos 2\omega\left(t+\frac{T}{2}\right)$

so läßt sich die Gleichung (6b) auch schreiben:

$$\frac{e_B}{w} = -(F\omega\,10^{-8})\sin\omega\left(t+\frac{T}{2}\right)\cdot$$

$$\cdot\left\{\frac{A}{\alpha x_1}\cdot\frac{2}{\cos 2\omega\left(t+\dfrac{T}{2}\right)+4\dfrac{x_0}{x_1}\cos\omega\left(t+\dfrac{T}{2}\right)+2\left(\dfrac{x_0}{x_1}\right)^2+2\left(\dfrac{1}{\alpha x_1}\right)^2+1}+Cx_1\right\}$$

Es ist somit:

$$e_{B(t)} = - e_A\left(t + \frac{T}{2}\right) \qquad (7)$$

Auf der primären Seite addieren sich nun die feldbalancierenden Spannungen zu:

$$e_1 = e_A + e_B \qquad (8)$$

Die auftretende Totalspannung kann somit nur ungerade Harmonische enthalten von doppelter Amplitude der Teilspannungen.

Auf der sekundären Seite, auf welcher die Wickelungen der Transformatoren entgegengesetzt geschaltet sind, müssen sich alle ungeraden Harmonischen aufheben; die Sekundärspannung:

$$e_2 = e_A - e_B \qquad (9)$$

kann somit nur geradzahlige Harmonische enthalten, die gleicher Phase sind und doppelt so große Amplituden besitzen wie die Einzelspannungen.

Damit ist auf rein analytischem Wege das Gesetz der statischen Frequenztransformation abgeleitet, dessen Mechanismus bereits in der Einleitung erhellt wurde.

In folgendem soll nun für einige bestimmte Fälle die Kurvenform der Teilspannungen e_A und e_B rechnerisch ermittelt und daraus die primäre und sekundäre Totalspannung e_1 und e_2 konstruiert werden. Diese beiden Spannungen sind für die Theorie von größter Wichtigkeit; und zwar die primäre Spannung $[e_A + e_B]$ insofern, als sie Aufschluß gibt über die Kurvenform der anzuwendenden, treibenden Spannung um in der Tat sinusförmigen Magnetisierungsstrom zu erhalten; die sekundäre Spannung $[e_A - e_B]$ dagegen insofern, als sie neben der Größe der Amplitude der zweiten auch die jener der höheren geradzahligen Harmonischen zu ermitteln gestattet und damit die Möglichkeit beleuchtet, auch höhere, als die zweite Harmonische zur Frequenzvervielfältigung heranzuziehen.

Nach der in Fig. 4 gegebenen Sättigungskurve, die dem Gesetze gehorcht:

$$B = 9800 \operatorname{arctg}\left(0{,}41 \frac{AW}{\text{cm}}\right) + 21 \frac{AW}{\text{cm}}$$

sind folgende Werte zusammengehörig:

$$A = 9800$$
$$\alpha = 0{,}41$$

und $$C = 21$$

Die beiden Transformatoren seien durch den Wechselstrom i_1 bis zum Knie gesättigt; es sei also etwa:

$$x_1 = 12{,}2 \frac{AW}{\text{cm}}$$

bzw.

$$\alpha \cdot x_1 = 5{,}0$$

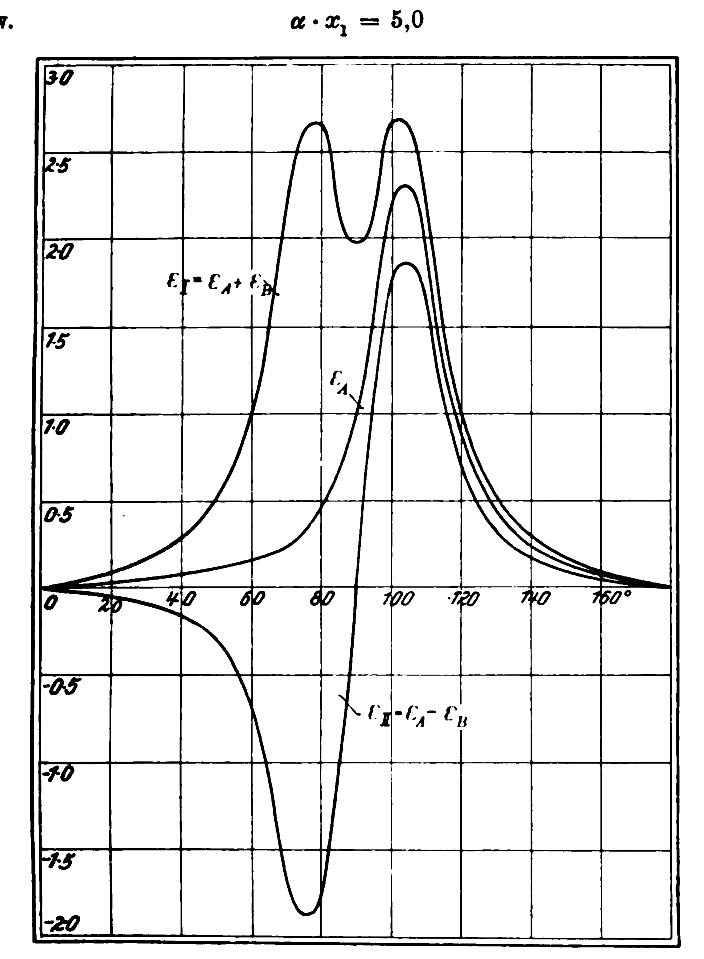


Fig. 9. Spannungskurven für $\alpha x_1 = 5{,}0$; $\frac{x_0}{x_1} = 0{,}25$

Die Gleichstromerregung sei variabel, und zwar sei:

$$\frac{x_0}{x_1} = 0{,}25;\ 0{,}5 \text{ und } 0{,}75$$

Für diese Werte von $\frac{x_0}{x_1}$ und αx_1 sind die Spannungskurven punktweise berechnet und in den Fig. 9, 10 und 11 graphisch auf-getragen.

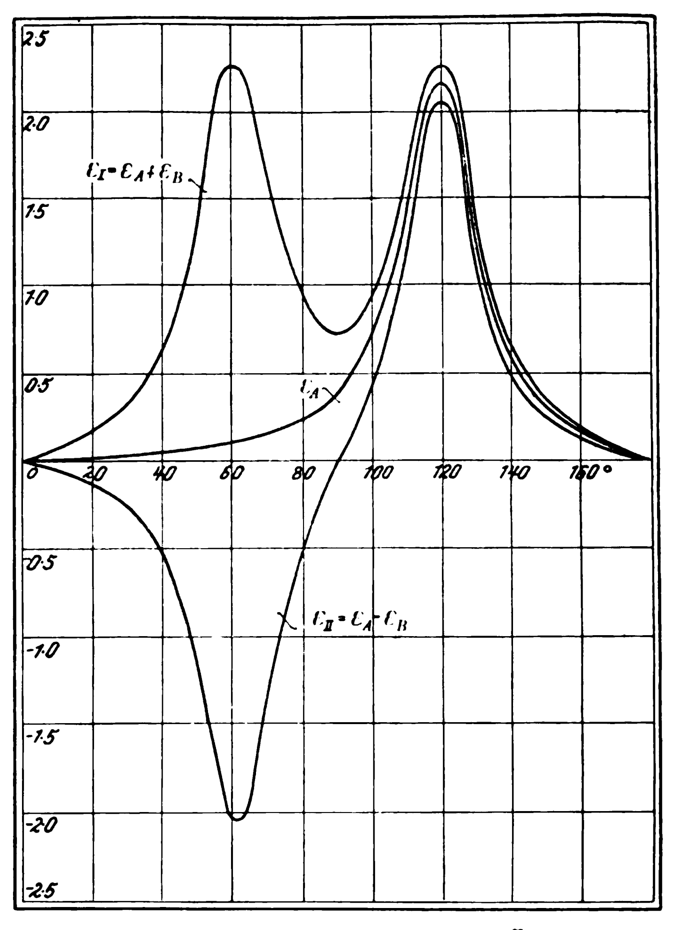


Fig. 10. Spannungskurven für $\alpha x_1 = 5{,}0$, $\frac{x_0}{x_1} = 0{,}50$

Unter Einsetzen obiger Werte lauten die Gleichungen für e_A:

1. $$\frac{x_0}{x_1} = 0{,}25 \;\ldots\ldots\; e_A' = k \cdot \varepsilon_A'$$

2. $$\frac{x_0}{x_1} = 0{,}50 \;\ldots\ldots\; e_A'' = k \cdot \varepsilon_A''$$

3. $\frac{x_0}{x_1} = 0{,}75 \; \ldots . \; e_A''' = k \cdot \varepsilon_A'''$

wo:

1. $$\varepsilon_A' = \sin \omega t \left\{ \frac{0{,}2}{\cos 2\,\omega t + \cos \omega t + 1{,}205} + 0{,}013 \right\}$$

2. $$\varepsilon_A'' = \sin \omega t \left\{ \frac{0{,}2}{\cos 2\,\omega t + 2 \cos \omega t + 1{,}58} + 0{,}013 \right\}$$

3. $$\varepsilon_A''' = \sin \omega t \left\{ \frac{0{,}2}{\cos 2\,\omega t + 3 \cos \omega t + 2{,}205} + 0{,}013 \right\}$$

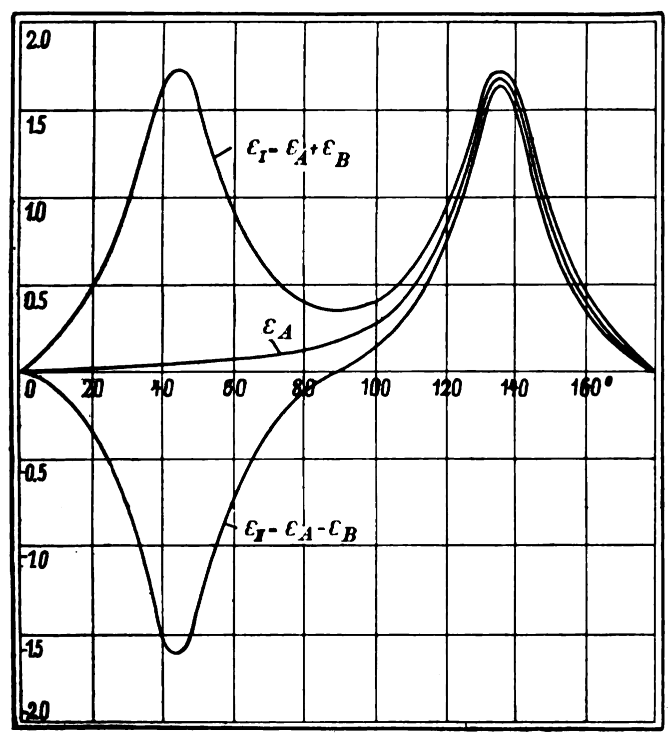


Fig. 11. Spannungskurve für $\alpha x_1 = 5{,}0$; $\frac{x_0}{x_1} = 0{,}75$

Hierbei sind sämtliche Konstante, die von der Eisenqualität, der Periodizität und schließlich der Dimensionierung der Transformatoren abhängen in dem konstanten Faktor:

$$k = F \cdot w \cdot \omega \cdot 2 \cdot A \cdot 10^{-8} \tag{10}$$

zusammengefaßt.

Der Charakter der Spannungskurve jedes einzelnen Kernes ist für alle Fälle der gleiche, eine auffallend spitze Welle die links und rechts des Nullpunktes symmetrisch verläuft und die sich bei verschiedener Grundmagnetisierung x_0 nur durch Höhe und Lage ihres Scheitelwertes unterscheidet. Mit genügender Annäherung kann man die Scheitelwertslage durch die Beziehung fixieren:

$$\varphi \max = - \arccos \frac{x_0}{x_1}$$

Hiernach ergibt sich in guter Übereinstimmung mit den Figuren für die Lage des Scheitelwertes:

$$\text{bei } \frac{x_0}{x_1} = \begin{cases} 0{,}25 \\ 0{,}50 \\ 0{,}75 \end{cases} \text{der Wert von } \varphi \max = \begin{cases} 104^0 \\ 120^0 \\ 138^0 \end{cases}$$

Die Spannungskurven enthalten ausgesprochen gerad- und ungeradzahlige Harmonische, die letzteren werden herausfiltriert durch Konstruktion der Kurve der primären Summenspannung:

$$e_1 = e_A + e_B = K\,\varepsilon_1$$

Die geraden Harmonischen liefert die Differenzbildung:

$$e_2 = e_A - e_B = K \cdot \varepsilon_2$$

Diese Kurven sind in den Figg. 9, 10 und 11 ebenfalls konstruiert worden.

Die Analyse der Totalspannungen ergab nach Angabe des Autors bis zur sechsten Harmonischen folgende Ausdrücke:

1. $\frac{x_0}{x_1} = 0{,}25 \ldots \varepsilon_1' = 1{,}60 \sin \omega t - 0{,}8 \sin 3\,\omega t + 0{,}23 \sin 5\,\omega t \ldots$

$$\varepsilon_2' = - 0{,}64 \sin 2\,\omega t + 0{,}73 \sin 4\,\omega t - 0{,}60 \sin 6\,\omega t \ldots$$

2. $\frac{x_0}{x_1} = 0{,}50 \ldots \varepsilon_1'' = 1{,}43 \sin \omega t - 0{,}04 \sin 3\,\omega t - 0{,}53 \sin 6\,\omega t + \ldots$

$$\varepsilon_2'' = - 1{,}09 \sin 2\,\omega t + 0{,}72 \sin 4\,\omega t - 0{,}05 \sin 5\,\omega t \ldots$$

3. $\frac{x_0}{x_1} = 0{,}75 \ldots \varepsilon_1''' = 1{,}06 \sin \omega t + 0{,}64 \sin 3\,\omega t - 0{,}31 \sin 5\,\omega t \ldots$

$$\varepsilon_2''' = - 1{,}12 \sin 2\,\omega t - 0{,}04 \sin 4\,\omega t + 0{,}36 \sin 6\,\omega t \ldots$$

Die Zahlenwerte zeigen deutlich, daß nicht nur eine starke zweite, sondern auch noch beträchtliche, höhere Harmonische auftreten können, so daß sich ohne weiteres die Möglichkeit ergibt, auch eine Verdreifachung, Vervierfachung, Verfünffachung usw. der Frequenz durchzuführen, sobald es nur gelingt, dem Magnetisierungsstrom mög-

lichst sinusförmigen Verlauf zu verleihen. Wie man dieses Ziel auf rein rechnerischem Wege, also nicht nur auf das mühsame und tastende Experiment gestützt, erreichen kann, ist in einem späteren Abschnitt zu zeigen.

Nach dem Bisherigen muß die Aussicht auf eine direkte Frequenzvierfachung um so günstiger erscheinen, als auch die konstruktive Durchbildung der modernen Hochfrequenzgeneratoren unzweideutig den einzuschlagenden Weg vorzeigt. Dieselben sind fast durchwegs nach dem allbekannten Gleichpoltyp gebaut, der dadurch gekennzeichnet ist, daß die Arbeitswickelung fest orientiert ist gegen die mit ihr magnetisch verkettete feststehende Erregerwickelung, während die zur Aufbringung einer EMK. nötigen zeitlichen Schwankungen des Erregerfeldes dadurch hervorgerufen werden, das der magnetische Widerstand des Erregerfeldes, und damit dessen Stärke selbst, durch eine Reihe bewegter „magnetischer Schlußstücke" periodisch geändert wird.

Jene Reihe bewegter magnetischer Schlußstücke ist auf dem Umfange des Rotors aufgebracht, der somit die Rolle eines „magnetischen Unterbrechers" spielt.

In Fig. 12 ist ein Hochfrequenzgenerator nach dem Gleichpol- auch Induktortyp schematisch dargestellt.

Die konzentrisch angeordnete Erregerspule treibt den Kraftfluß durch das massive und unbewickelte Polrad, die beiden lamellierten Statorhälften und über das Joch der Maschine. Gegenüber den die Arbeitswickelung tragenden Statorhälften trägt das Polrad gefräßte Zahnkränze.

Die beiden in den Nuten der Statorhälften untergebrachten Wickelungen, die gewöhnlich als Einlochwickelung ausgeführt wird, sind normalerweise einphasig in Serie geschaltet.

Verdreht man nun aber eine Statorhäfte um 90 elektrische Grade, also um eine halbe Polteilung, so entsteht ohne weiteres aus der Einphasen- eine Zweiphasenmaschine, und man kann nun in jede Phase einen Verdoppler legen. Schaltet man ferner, wie dies in Fig. 13 angedeutet ist, die sekundären Seiten der beiden Verdoppler in Serie, so entsteht, da an jeder einzelnen Sekundärseite natürlich nach wie vor die Totalspannung e_2 auftritt, eine Gesamtspannung von folgender Beschaffenheit.

Die einzelnen Spannungswellen jedes Verdopplers sind wie gesagt gleich an Form und Größe, jedoch sind sie in der Phase gegeneinander verschoben und zwar:

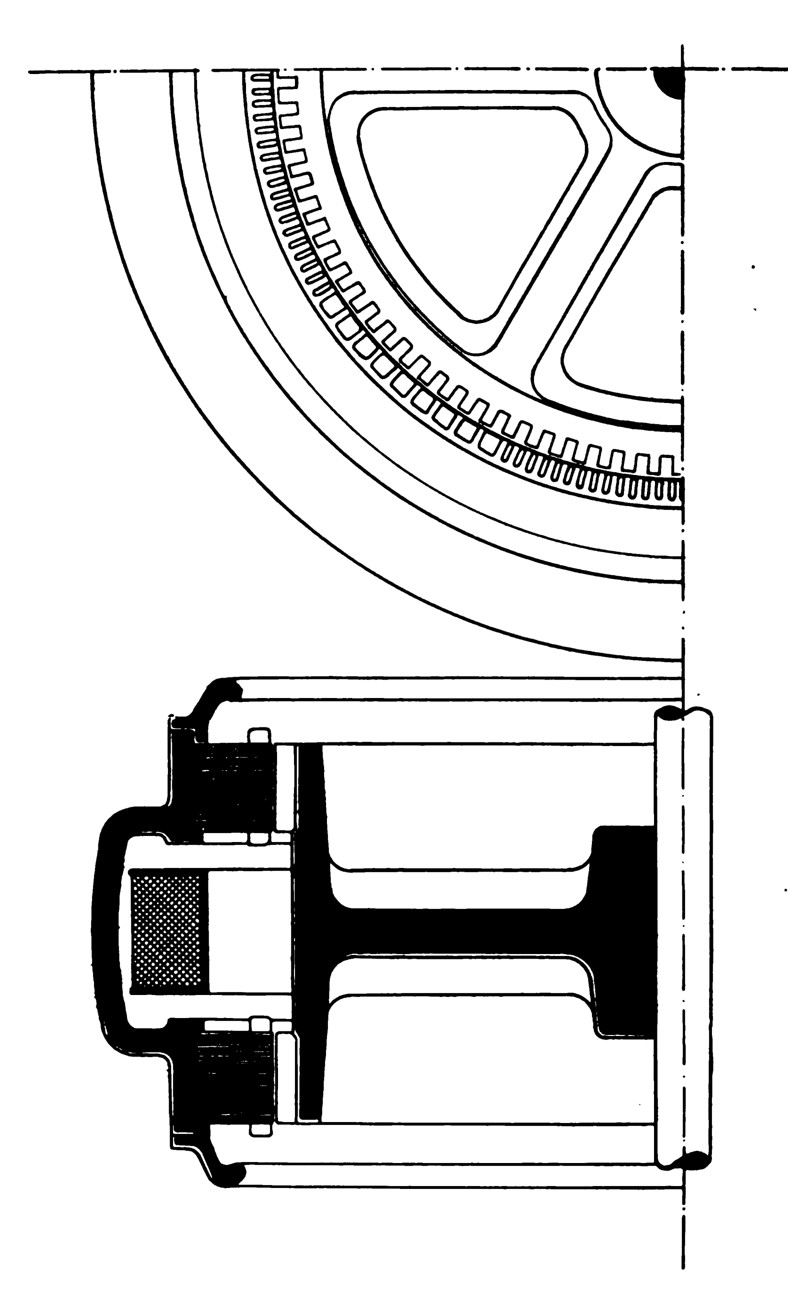


Fig. 12. Hochfrequenzgenerator nach dem Gleichpoltyp.

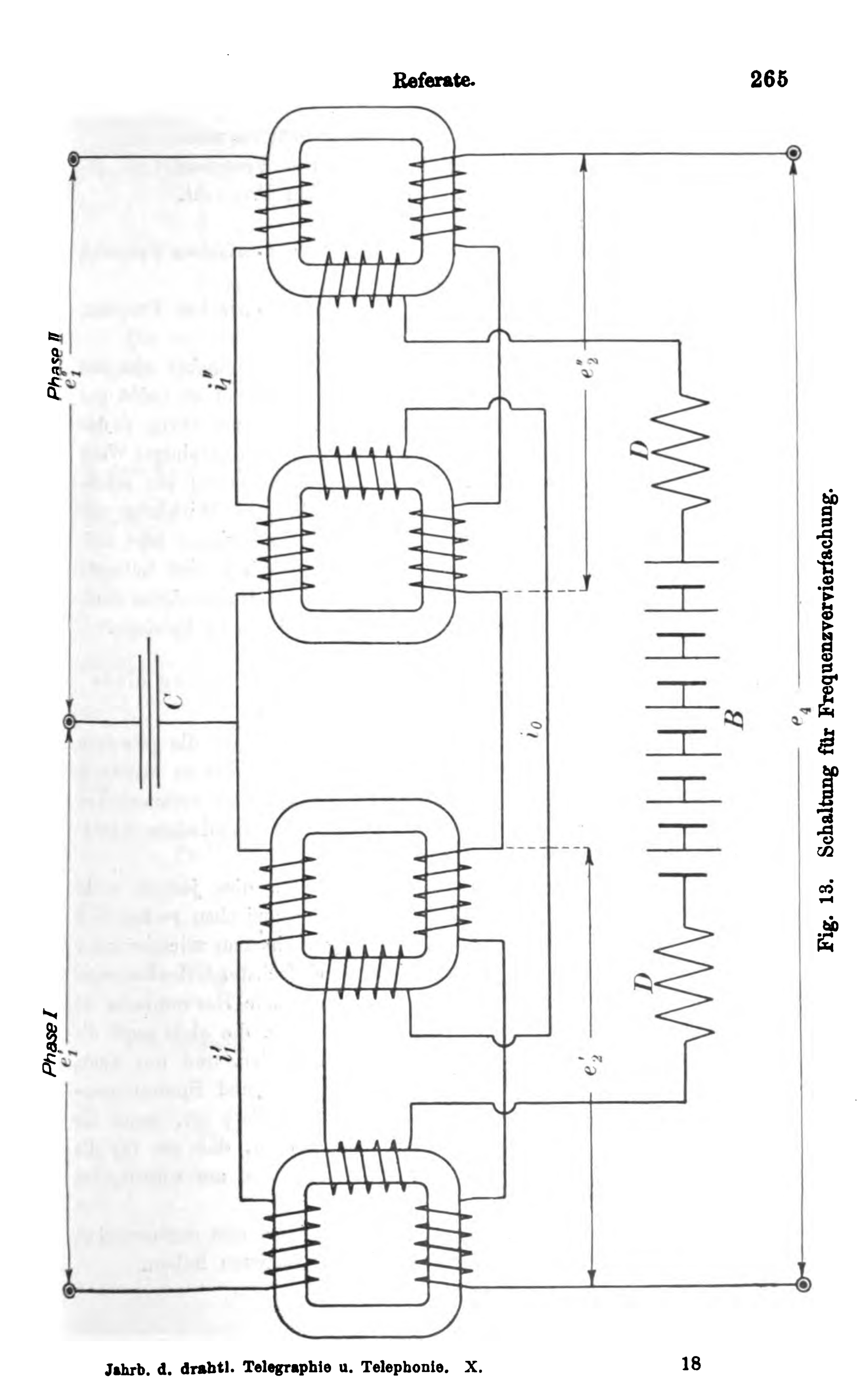


Fig. 13. Schaltung für Frequenzvervierfachung.

um 90° bezüglich ihrer Primärfrequenz
um 180° „ der zweiten Frequenz
um 360° = 0° „ „ vierten Frequenz.

Also allgemein:

um 180° bezüglich einer Welle der $2 \cdot n$fachen Frequenz, wo n ungerade ist;
und um 0° bezüglich einer Welle der $2 \cdot n$fachen Frequenz, wo n gerade ist.

Je nach dem Sinne der Schaltung der Sekundären heben sich also entweder alle durch vier teilbaren Frequenzen weg, und es bleibt nur eine Welle der zweiten, sechsten, zehnten usw. Frequenz übrig, so daß die sekundäre Gesamtspannung als eine ganz erheblich gereinigte Welle der zweiten Frequenz erscheint, was gerade bei Belastung von erheblichem Vorteile ist, ganz abgesehen von dem höheren Wirkungsgrade einer Zweiphasenmaschine gegenüber dem einer einphasigen; oder aber es heben sich sämtliche Frequenzen bis auf die durch vier teilbaren weg, so daß eine in hohem Grade gereinigte vierte Harmonische resultiert, und zwar mit demselben Aufwande an scheinbarer Leistung.

3. Die harmonische Analyse der Leerlaufspannung eines statischen Frequenzerhöhers.

Die im Bisherigen abgeleitete Methode gestattet es, die primären und sekundären Spannungswellen rechnerisch punktweise zu ermitteln und die so entstandenen Kurven durch eine der bekannten rechnerischen oder graphischen Methoden, oder durch einen „harmonischen Analysator“ in ihre Harmonische aufzulösen.

Das Endziel einer allgemeinen Theorie kann dies jedoch nicht sein, denn eine solche muß die auftretenden Harmonischen rechnerisch ergeben, ohne daß man genötigt ist, den Weg mühsamer zeichnerischer Konstruktionen zu betreten. Die Bedingung einfachster Orientierungsmöglichkeit über sämtliche hauptsächlich auftretende Harmonische ist aber durch die stark hervortretende Rolle gegeben, die eben auch die höheren Harmonischen unter Umständen noch spielen, und nur dann, wenn der innere Zusammenhang der Sättigungs- und Spannungserscheinungen völlig erkannt und gesetzmäßig formuliert ist, kann die Wahl der Sättigungsverhältnisse so getroffen werden, daß sie für die resultierenden Spannungserscheinungen als richtig und am günstigsten angesprochen werden können.

Es wird sich also der nächste Abschnitt mit der rein rechnerischen harmonischen Analyse der Spannungswellen zu befassen haben.

Es sei zu diesem Zwecke zurückgegriffen auf eine der Gleichungen (6), die für irgendeine Transformatorspannung, z. B. für e_A lautete:

$$e_A = k \sin \omega t \left\{ \frac{\frac{1}{a x_1}}{\cos 2 \omega t + 4 \frac{x_0}{x_1} \cos \omega t + 2 \left(\frac{x_0}{x_1}\right)^2 + 2 \left(\frac{1}{\alpha x_1}\right)^2 + 1} + \frac{C x_1}{2 A} \right\} \quad (11)$$

Die harmonische Analyse dieser Funktion bedingt die Entwickelung des Quotienten von der allgemeinen Form:

$$Q = \frac{1}{\cos 2 \varphi + a_1 \cos 1 + a_0} \quad (12)$$

in eine Fourriersche Reihe:

$$Q = 2 \left[\frac{A_0}{2} + A_1 \cos \varphi + A_2 \cos 2 \varphi + A_3 \cos 3 \varphi + \ldots + A n \cos n \varphi + \ldots \right] \quad (13)$$

Zur Bestimmung der Reihenkoeffizienten dient, wie bekannt, die allgemeine Formel:

$$A n = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi Q \cos n \varphi \, d \varphi$$

also

$$A_0 = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi Q \, d \varphi = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{d \varphi}{\cos 2 \varphi + a_1 \cos \varphi + a_0}$$

und

$$A_1 = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi Q \cos \varphi \, d \varphi = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{\cos \varphi \, d \varphi}{\cos 2 \varphi + a_1 \cos \varphi + a_0}$$

Die Lösung dieser beiden Integrale lautet:

$$A_0 = \sqrt{\frac{\sqrt{(a_0 + 1)^2 - a_1^2} + \left(a_0 + 1 - \frac{a_1^2}{4}\right)}{\left[(a_0 + 1)^2 - a_1^2\right] \left[2 (a_0 - 1) - \frac{a_1^2}{4}\right]}} \quad (14)$$

und

$$A_1 = - \frac{a_1}{4} \cdot A_0 + D_0 \quad (15)$$

wo

$$D_0 = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\sqrt{(a_0+1)^2 - a_1^2 + \left(a_0 + 1 - \frac{a_1^2}{4}\right)}}{(a_0+1)^2 - a_1^2}} \qquad (16)$$

Man könnte in dieser Weise mit der Bestimmung der Koeffizienten weiterfahren, zweckdienlich erscheint es jedoch, folgendes Verfahren anzuwenden, da es weit rascher zum Ziele führt. Man erhält nämlich durch Substitution aus Gleichung (12) und (13) die neue Gleichung:

$$1 = (\cos 2\varphi + a_1 \cos\varphi + a_0)(A_0 + 2A_1\cos\varphi + \\ + 2A_2\cos 2\varphi + 2A_3\cos 3\varphi + \ldots)$$

Da nun

$$2\cos m\varphi \cos n\varphi = \cos(m+n)\varphi + \cos(m-n)\varphi$$

erhält man:

$$\begin{aligned} 1 = {} & (A_2 + a_1 A_1 + a_0 A_0) \\ & + \cos\varphi(A_1 + A_3 + a_1 A_0 + a_1 A_2 + 2a_0 A_1) \\ & + \cos 2\varphi(A_0 + A_4 + a_1 A_1 + a_1 A_3 + 2a_0 A_2) \\ & + \cos 3\varphi(A_1 + A_5 + a_1 A_2 + a_1 A_4 + 2a_0 A_3) \\ & + \cos 4\varphi(A_2 + A_6 + a_1 A_3 + a_1 A_5 + 2a_0 A_4) \\ & + \ldots \\ & + \cos n\varphi(A_{n-2} + A_{n+2} + a_1 A_{n-1} + a_1 A_{n+1} + 2a_0 A_n) \\ & + \ldots \end{aligned}$$

Diese Gleichung kann nun aber nur erfüllt sein, wenn:

$$\left.\begin{aligned} -A_2 &= -1 + a_0 A_0 + a_1 A_1 \\ -A_3 &= a_1 A_0 + (1 + 2a_0)A_1 + a_1 A_2 \\ -A_4 &= A_0 + a_1 A_1 + 2a_0 A_2 + a_1 A_3 \\ -A_5 &= A_1 + a_1 A_2 + 2a_0 A_3 + a_1 A_4 \\ -A_n &= A_{n-4} + a_1 A_{n-3} + a_0 A_{n-2} + a_1 A_{n-1} \end{aligned}\right\} \qquad (17)$$

Aus diesem Gleichungssystem sind durch sukzessive Berechnung sämtliche Koeffizienten der Fourrierschen Reihe bestimmbar.

Es kann nunmehr dazu übergegangen werden, die Amplituden der Spannungsharmonischen selbst zu berechnen.

Es war:

$$e_A = k \sin\omega t\left[\frac{Q}{\alpha x_1} + \frac{C x_1}{2A}\right] \qquad (11\,a)$$

Man hat nun an Stelle von Q die Fouriersche Reihe einzusetzen, deren Koeffizienten eben bestimmt wurden.

Nach Verwandlung der Produkte der trigonometrischen Funktionen in Summen von solchen gemäß:

$$2 \cos m \varphi \sin n \varphi = \sin (m + 1) \varphi - \sin (m - 1) \varphi$$

erhält man schließlich für die Amplituden der Spannungsharmonischen die folgenden Ausdrücke:

$$\left.\begin{aligned} E_1 &= k \cdot \frac{1}{\alpha x_1} (A_0 - A_2) + k \cdot \frac{C x_1}{2 A} \\ E_2 &= k \cdot \frac{1}{\alpha x_1} (A_1 - A_3) \\ E_3 &= k \cdot \frac{1}{\alpha x_1} (A_2 - A_4) \\ E_n &= k \cdot \frac{1}{\alpha x_1} (A_{n-1} - A_{n+1}) \end{aligned}\right\} \quad (18)$$

Die Spannungskurven der einzelnen Kerne sind von den Ausdrücken:

$$\left.\begin{aligned} e_A = E_1 \sin \omega t + E_2 \sin 2 \omega t + E_3 \sin 3 \omega t + \\ E_4 \sin 4 \omega t + \ldots\ldots\ldots\ldots E_n \sin n \omega t \\ e_B = E_1 \sin \omega t - E_2 \sin 2 \omega t + E_3 \sin 3 \omega t - \\ E_4 \sin 4 \omega t + \ldots\ldots\ldots\ldots E_n \sin n \omega t \end{aligned}\right\} \quad (19)$$

Hiermit ist formell das gegebene Problem gelöst: die Spannungswelle eines jeden Transformators baut sich — Vernachlässigbarkeit der Eisenverluste vorausgesetzt — aus lauter Sinuswellen auf, deren Amplituden sich aus den soeben gegebenen Gleichungen mühelos berechnen lassen.

Endlich seien, um das Verfahren dem praktischen Zwecke besser anzupassen, die der Einfachheit der Rechnung gemachten Substitutionen a_1 und a_0 auf die physikalisch durchsichtigeren Hilfsgrößen:

$$\left.\begin{aligned} p &= \frac{x_0}{x_1} \\ \text{und} \qquad q &= \frac{1}{\alpha x_1} \end{aligned}\right\} \quad (20)$$

zurückgeführt.

Es ist hiernach:

p das Verhältnis der spezifischen Gleichstromamperewindungen zu den maximalen Wechselstromamperewinduugen und somit für die relativen Sättigungsverhältnisse maßgebend.

q dagegen ist indireckt proportional den maximalen Wechselstromamperewindungen, es nimmt also mit zunehmender Wechselstrommagnetisierung ab; außerdem ist q indirekt proportional dem Faktor α. der die Form der Magnetisierungskurve, also die Lage des Kniees charakterisiert. Je größer α ist, desto rascher, d. h. bei um so kleinerer Magnetisierung tritt Sättigung ein.

Daraus folgt, daß $q = \frac{1}{\alpha x_1}$ ein Relativmaßstab ist, der angibt, wie weit man mit der Wechselstrommagnetisierung vom Knie entfernt ist.

Bei Transformatoren mit Luftspalt wird infolge der Scheerung der Magnetisierungskurve α sehr klein. Die magnetisierenden Amperewindungen müßten aber, sollen sie bis zum Knie reichen, sehr viel größer sein, als bei fehlendem Luftspalt. Deshalb ist αx_1 innerhalb des Kniegebietes von wohl nie sehr voneinander abweichenden Werten.

Es war früher gesetzt:

$$a_1 = 4p$$

und

$$a_0 = 2(p^2 + q^2) + 1$$

Hiernach wird:

$$p = \frac{a_1}{4}$$

und

$$q = \frac{1}{2}\sqrt{2(a_0 - 1) - \frac{a_1^2}{4}}$$

Substituiert man diese beiden Ausdrücke für p und q in die früher gewonnenen Gleichungen für A_0 und D_0, so erhält man nunmehr:

$$A_0 = \frac{1}{2q}\sqrt{\frac{\sqrt{(1+q^2-p^2)^2 + 4p^2q^2} + (1+q^2-p^2)}{2[(1+q^2-p^2)^2 + 4p^2q^2]}} \quad (14\text{a})$$

und

$$D_0 = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\sqrt{(1+q^2-p^2)^2 + 4p^2q^2} - (1+q^2-p^2)}{2[(1+q^2-p^2)^2 + 4p^2q^2]}} \quad (16\text{a})$$

Vermittels der beiden Gleichungssyteme (17) und (18) lassen sich nun sämtliche Harmonische einfach durch p, q, A_0 und D_0 ausdrücken.

Die Resultate sind bis zur vierten Harmonischen in folgenden Gleichungen angegeben. Die konstanten Koeffizienten sind wieder zu dem Faktor:

$$k = F \cdot w \cdot \omega \cdot 2A \cdot 10^{-8}$$

zusammengefaßt.

1. Erste Spannungsharmonische:

$$E_1 = [E_0 + E_1]_1 \tag{22a}$$

wo

$$E_{10} = k \cdot q \cdot [-1 + 2(1 + q^2 - p^2) A_0 + 4 p D_0]$$

und

$$E_{11} = k \cdot \frac{C x_1}{2A}$$

2. Zweite Spannungsharmonische:

$$E_2 = k \cdot q \cdot [4p - A_0 \cdot 4p \cdot (1 - p^2 + 3q^2) + D_0 \cdot 4(1 - 3p^2 + q^2)] \tag{22b}$$

3. Dritte Spannungharmonische:

$$\begin{aligned} E_3 = k \cdot q [(4q^2 - 12p^2 + 3) + A_0 (2p^2(5 - 4p^2 + 24q^2) - \\ - 2(4q^4 + 5q^2 + 1) - D_0 \cdot 4p(5 - 8p^2 + 8q^2)] \end{aligned} \tag{22c}$$

4. Vierte Spannungsharmonische:

$$\begin{aligned} E_4 = k \cdot q \cdot [16p(2p^2 - 2q^2 - 1) + A_0 \cdot 8p(1 - 3p^2 + \\ + 9q^2 + 2p^4 - 20p^2 q^2 + 10q^4) - D_0 \cdot 8 \cdot \\ \cdot (1 - 9p^2 + 3q^2 + 10p^4 - 20p^2 q^2 + 2q^4)] \end{aligned} \tag{22d}$$

Man kann in dieser Weise in der Berechnung der Spannungsharmonischen fortfahren. Einfacher scheint es jedoch, auf die ursprünglichen Gleichungssysteme (17) und (18) zurückzugreifen, und, von den bereits berechneten Spannungsamplituden ausgehend, die übrigen schrittweise abzuleiten.

Danach wird:

$$\left.\begin{aligned} -E_5 &= E_{10} + 4p(E_2 + E_4) + 2(1 + 2p^2 + 2q^2) E_3 \\ -E_6 &= E_2 + 4p(E_3 + E_5) + 2(1 + 2p^2 + 2q^2) E_4 \\ &\vdots \\ -E_n &= E_{n-4} + 4p(E_{n-3} + E_{n-1}) + 2(1 + 2p^2 + 2q^2) E_{n-2} \end{aligned}\right| \tag{23}$$

Die Berechnung, die absolut keine Schwierigkeiten bietet, bedarf nur einer hohen rechnerischen Genauigkeit, da sich ein bei irgendeiner Harmonischen gemachter Fehler für die darauf folgenden um so fälschender bemerkbar macht, je weiter die Rerechnung fortgesetzt wird.

Die bisher abgeleiteten Hauptgleichungen stellen die Grundlage der Theorie des statischen Frequenzverdopplers dar; ihre Diskussion wird dem nächsten Abschnitte zufallen.

4. Das Übersetzungsverhältnis der Spannungen beim statischen Frequenzverdoppler.

Die Diskussion der Gleichungen der Spannungsharmonischen verlangs die zahlenmäßige Auswertung der im Vorigen gegebenen Ausdrücke für die Harmonischen unter Einsetzung numerischer Werte für die schon früher definierten Größen:

$$p = \frac{x_0}{x_1}$$

und

$$q = \frac{1}{\alpha\, x_1}$$

In folgendem sind zur Erleichterung und Kontrolle die beiden Hilfsgrößen A_0 und D_0 in ihrer Abhängigkeit von p und q berechnet und in Fig. 14 und 15 graphisch aufgetragen und zwar für drei verschiedene Werte von q, nämlich:

$$\frac{1}{\alpha\, x_1} = 0{,}2, \quad 0{,}1, \quad 0{,}05$$

und für Werte von p zwischen 0 und 1,5 liegend.

Die beiden Hilfsgrößen A_0 und D_0 waren gegeben durch die Gleichungen (14a) und (16a) zu:

$$A_0 = \frac{1}{2q} \cdot \sqrt{\frac{\sqrt{(1+q^2-p^2)^2+4p^2q^2}+(1+q^2-p^2)}{2[(1+q^2-p^2)^2+4p^2q^2]}}$$

und

$$D_0 = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\frac{\sqrt{(1+q^2-p^2)^2+4p^2q^2}-(1+q^2-p^2)}{2[(1+q^2-p^2)^2+4p^2q^2]}}$$

I. Tabelle der Werte A_0.

p	q			p	q		
	0,2	0,1	0,05		0,2	0,1	0,05
0	2,44	4,97	10,01	0,8	3,30	7,71	16,32
0,1	2,46	5,00	10,04	0,9	3,36	9,00	21,19
0,2	2,49	5,07	10,19	1,0	2,93	8,09	22,65
0,3	2,54	5,20	10,46	1,1	2,06	3,71	4,97
0,4	2,64	5,41	10,90	1,2	1,34	1,79	1,98
0,5	2,75	5,70	11,50	1,3	0,91	1,06	1,12
0,6	2,93	6,12	12,43	1,4	0,65	0,72	0,74
0,7	3,09	6,75	13,90	1,5	0,49	0,52	0,53

II. Tabelle der Werte D_0.

p	q			p	q		
	0,2	0,1	0,05		0,2	0,1	0,05
0	0,000	0,000	0,000	0,8	0,231	0,159	0,089
0,1	0,009	0,005	0,002	0,9	0,368	0,345	0,235
0,2	0,020	0,010	0,005	1,0	0,529	0,770	1,105
0,3	0,032	0,019	0,009	1,1	0,600	0,839	1,000
0,4	0,047	0,025	0,013	1,2	0,573	0,689	0,745
0,5	0,068	0,037	0,019	1,3	0,517	0,576	0,595
0,6	0,099	0,056	0,029	1,4	0,464	0,497	0,508
0,7	0,148	0,089	0,047	1,5	0,419	0,439	0,446

Der weiteren Betrachtung soll die der Fig. 4 entsprechende Magnetisierungskurve zugrunde gelegt werden, dieselbe gehorcht dem Gesetze:

$$B = 9800 \text{ arctg } 0{,}41\,x + 21\,x$$

es ist also:

$$\alpha = 0{,}41$$

um zu den obigen Werten von q zu gelangen, muß sein:

$$x_1 = 12{,}2, \quad 24{,}4, \quad 48{,}8 \frac{A\,W_{\max}}{\text{cm}}$$

Diesen Werten sind die Induktionen:

$$B = 13700, \quad 14900 \text{ und } 15900$$

zugeordnet.

Der erste Wert liegt gerade im Knie der Sättigungskurve; der zweite nicht weit hinter demselben, während endlich der dritte bereits in dem Bereiche liegt, in dem die Induktion nur noch sehr langsam, und zwar annähernd konstant mit der Magnetisierung zunimmt.

Größere Magnetisierungsbereiche kommen im praktischen Falle wohl nicht in Betracht. Ein Vergleich der in Fig. 14 und 15 gegebenen Kurven läßt sofort erkennen, daß die Werte von A_0 stets viel größer sind als die koordinierten von D_0. Hauptsächlich gilt dies im Bereiche von $p = 0$ bis etwa $p = 0{,}8$. Innerhalb dieses Bereiches fällt D_0 um so kleiner gegenüber A_0 aus, je höher die Wechselstrommagnetisierung, d. h. je kleiner q ist.

Für hohe Wechselstrommagnetisierung etwa für:

$$q \leqq 0{,}1$$

und

$$p \leqq 0{,}8$$

kann also D_0 gegen A_0 praktisch überhaupt vernachlässigt werden und ebenso — in demselben Bereiche — q^2 gegen die Einheit und

gegen $(1-p^2)$. Es geht somit die exakte Gleichung für A_0 in die Näherungsformel über:

$$A_0 = \frac{1}{2q} \cdot \frac{1}{\sqrt{1-p^2}} \tag{14b}$$

Die gestrichelten Kurven in Fig. 14 sind unter Zugrundelegung der

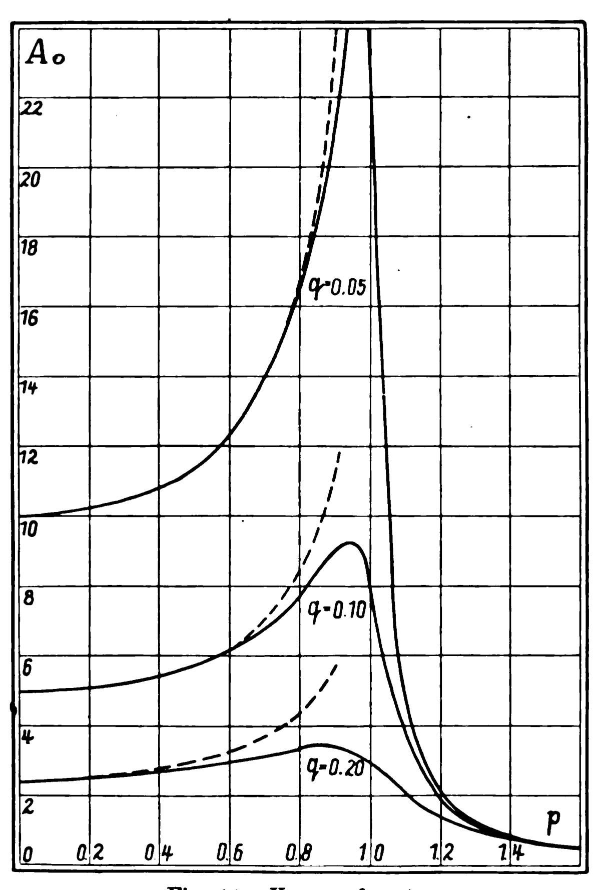


Fig. 14. Kurven für A_0.

Formel (14b) berechnet und es zeigen dieselben ohne weiteres die Abweichungen der Näherungskurven von den Kurven, wie sie der Berechnung aus der vollständigen Gleichung (14a) entsprechen. Die Annäherung in dem durch $q \leqq 0{,}1$ und $p \leqq 0{,}8$ abgegrenzten Bereiche

ist, angesichts der zu erwartenden absoluten Genauigkeit der Theorie überhaupt, eine vollständig befriedigende.

Um konsequent zu bleiben, muß natürlich auch in sämtlichen Gleichungen für die Spannungsharmonischen (22a—d) q^2 vernachlässigt werden. Es resultieren aus dieser Vernachlässigung für die Harmonischen eines Kernes die im folgenden gegebenen Näherungs-

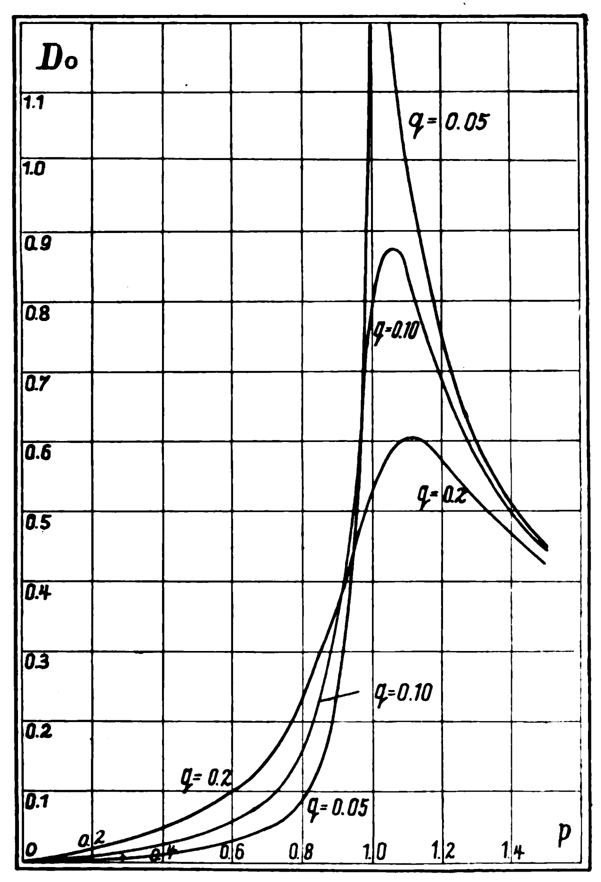


Fig. 15. Kurven für D_0

gleichungen, von denen nur zu bedenken bleibt, daß sie nur dann genug genau sind, solange die Sättigungsverhältnisse sich in dem durch die Grenzbedingungen $q \leqq 0{,}1$ und $p \leqq 0{,}8$ beschränkten Bereiche bewegen.

1. Erste Harmonische:

$$E_1 = k(\varepsilon_{10} + \varepsilon_{11})$$

wo:
$$\varepsilon_{11} = \frac{C}{2A\alpha} \cdot \frac{1}{q} \text{ und } \varepsilon_{10} = (-q + \sqrt{[1-p^2]}) \tag{23a}$$

2. Zweite Spannungsharmonische:

$$E_2 = k \cdot \varepsilon_2$$

wo:
$$\varepsilon_2 = (2q - \sqrt{[1-p^2]} \cdot 2p) \tag{23b}$$

3. Dritte Spannungsharmonische:

$$E_3 = k \cdot \varepsilon_3$$

wo:
$$\varepsilon_3 = (3q - \sqrt{[1-p^2]} \cdot [1 - 4p^2]) \tag{23c}$$

4. Vierte Spannungsharmonische:

$$E_4 = k \cdot \varepsilon_4$$

wo:
$$\varepsilon_4 = (-4q + \sqrt{[1-p^2]} \cdot [1 - 2p^2] \cdot [4p]) \tag{23d}$$

5. Fünfte Spannungsharmonische:

$$E_5 = k \cdot \varepsilon_5$$

wo:
$$\varepsilon_5 = (-5q + \sqrt{[1-p^2]} \cdot [1 - 12p^2 + 16p^4]) \tag{23e}$$

6. Sechste Spannungsharmonische:

$$E_6 = k \cdot \varepsilon_6$$

wo:
$$\varepsilon_6 = (6q - \sqrt{[1-p^2]} \cdot [1 - 4p^2] \cdot [3 - 4q^2]) \cdot [2q]) \tag{23f}$$

Diese Formeln lassen nun eine ungemein einfache Diskussion der verschiedenen Spannungsharmonischen zu, welche nebst entsprechenden Diagrammen nun folgen möge.

In diesen Diagrammen sind stets neben den nach den Näherungsgleichungen sub (23) berechneten Kurven (gestrichelt) die den exakten Gleichungen entsprechenden Kurven mit eingetragen, um eine Kritik über die Zulässigkeit der gemachten Vernachlässigungen zu ermöglichen.

Die erste Spannungsharmonische ist in ihrer Abhängigkeit von p und q durch Fig. 16 gegeben.

Sie setzt sich formelgemäß aus zwei Komponenten zusammen:

$$E_{11} = k \cdot \varepsilon_{11} \text{ und } E_{10} = k \cdot \varepsilon_{10}$$

Die erste Komponente ist durch den Ausdruck gegeben:

$$E_{11} = k \cdot \frac{C}{2A\alpha} \cdot \frac{1}{q}$$

Da nun
$$k = F \cdot w \cdot \omega \cdot 2A \cdot 10^{-8}$$

wird:
$$E_{11} = \omega F \cdot w^2 \cdot i_1 \cdot C \cdot \frac{1}{l_m} \cdot 10^{-8}$$

Es entspricht somit E_{11} dem Spannungsverbrauche einer Luftdrosselspule bei dem Strome i_1 und der Frequenz ω. Die Selbstinduktion dieser Drossel ist danach:

$$L_{11} = C w^2 \cdot \frac{F}{l_m} \cdot 10^{-8} \text{ Henry,}$$

wo l_m die mittlere Kraftlinienlänge des magnetischen Kreises bedeutet.

Im vorliegenden Beispiel, wo $A = 9800$, $C = 21$ und $\alpha = 0{,}41$ war, würde also für:

$$x_1 = 12{,}2, \quad 24{,}4, \quad 48{,}8 \; \frac{A W}{\text{cm}}$$

ε_{11} die Werte annehmen:

$$\varepsilon_{11} = 0{,}013, \quad 0{,}026 \text{ und } 0{,}052$$

die gegenüber ε_{10} nur wenig ins Gewicht fallen.

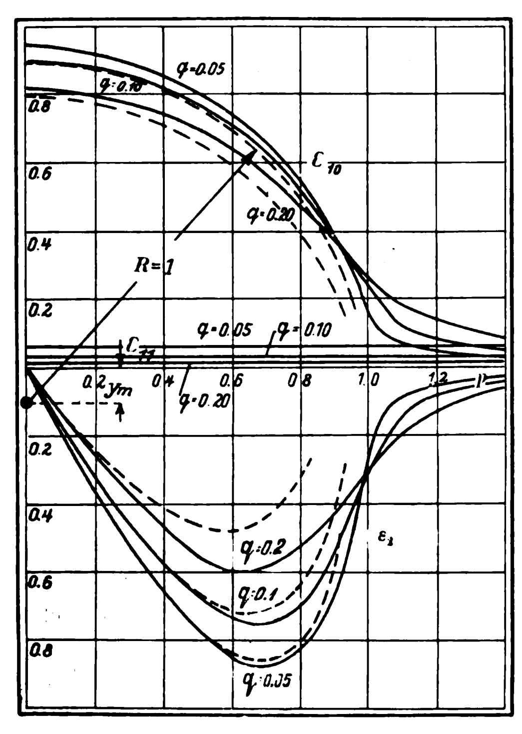


Fig. 16. Die Spannungsfaktoren der ersten und zweiten Frequenz.

In der folgenden Betrachtung soll ε_{11} überhaupt außer acht gelassen werden. Da dasselbe in seinem Werte von C, also dem Charakter der zugrunde gelegten Magnetisierungskurve abhängt, würde die Berücksichtigung von ε_{11} eine eindeutige Diskussion der Resultate überhaupt nicht mehr zulassen.

Die Vernachlässigung von $k \cdot \varepsilon_{11}$ erscheint aber auch aus rein praktischen Gründen ohne weiteres angängig, wenigstens dann, wenn der Frequenzverdoppler — wie wohl stets — primär in einem abgestimmten Resonanzkreise liegt. In diesem Fall kann $k \cdot \varepsilon_{11}$, als reine induktive Spannung, ohne weiteres mit einbegriffen gedacht werden in den stets viel größeren Spannungsabfall an den in dem Kreise vorhandenen Abstimmitteln konstanter Induktivität. Mit anderen Worten: die induktive Spannung $k \cdot \varepsilon_{11}$ kann, da durch eine gleiche kapazitive Spannung kompensiérbar, vernachlässigt werden. Es bleibt somit für die erste Spannungsharmonische pro Kern der Ausdruck übrig:

$$E_1 = k \cdot \varepsilon_{10}$$

wo:

$$\varepsilon_{10} = (-q + \sqrt{[1 - p^2]})$$

ε_{10} beschreibt somit bei konstanter Wechselstrommagnetisierung und variabler Gleichstrommagnetisierung in seiner Abhängigkeit von der letzteren einen Kreis mit den Mittelpunktkoordinaten:

$$x_m = 0 \text{ und } y_m = -q$$

und dem Radius $R = 1$.

Die Mittelpunktskoordinate y_m ändert sich mit der Wechselstrommagnetisierung, und bleibt, da q sich nur zwischen 0 und 0,1 bewegen soll, stets klein.

Die Kurven für ε_{10} sind in ihrer Abhängigkeit von p bei verschiedenen Werten von q in Fig. 16a graphisch aufgetragen.

Mit zunehmender Gleichstromsättigung nimmt der Spannungsfaktor ε_{10} erst sehr langsam und dann rascher und rascher ab. Für $p = 1$ wäre ε_{10} bereits Null. Doch liegt dieser Wert von p bereits außerhalb der für den Geltungsbereich der Näherungsformel festgelegten Grenze. Die theoretischen ε_{10}-Kurven besitzen bei etwa $p = 0,9$ einen Wendepunkt, von dem ab sie sich der Abszissenachse assymtotisch nähern. Die Annäherung der Näherungskurven an die exakten ist, wie durchwegs ersichtlich, eine überraschend gute und für die Praxis völlig ausreichend.

Die zweite Spannungsharmonische ε_2 ist in Fig. 16b graphisch wiedergegeben. Die Kurven lassen erkennen, daß die Genauigkeit der Näherungskurven ebenfalls eine recht gute ist. Die exakten Kurven

weisen ähnlich wie die Kurven der ersten Harmonischen ε_{10} in der Nähe der Gleichstromsättigung $p = 0{,}9$ einen Wendepunkt auf und von da ab asymptotische Annäherung an die Abszissenachse.

Bis $p = 0{,}8$ und $q = 0{,}1$ kann also ohne praktisch ins Gewicht fallenden Fehler gesetzt werden:

$$\varepsilon_2 = (2q - \sqrt{[1 - p^2]} \cdot 2p)$$

Die Kurve $\varepsilon_2 = f(p)$ bei $q =$ konst. ist eine ausgesprochene Maximumkurve, und man kann leicht den das Maximum bedingenden Wert von p berechnen, indem man setzt:

$$\frac{d\,\varepsilon_2}{d\,p} = 0$$

Dies gibt für p die Gleichung

$$p = \tfrac{1}{2}\sqrt{2}\,(1 - 0{,}7\,q)$$

also angenähert:

$$p = \tfrac{1}{2}\sqrt{2}$$

Man hat somit den wichtigen Satz abgeleitet:

Die zweite Spannungsharmonische hat bei konstantem sinusförmigen Magnetisierungsstrom dann ihren höchsten Wert, wenn die Gleichstromamperewindungen dem Effektivwerte der Wechselstromamperewindungen gleich sind.

Der Wert des Spannungsmaximums berechnet sich hieraus zu:

$$\varepsilon_{2\,\max} \doteq -(1 - 2\sqrt{2}\,q) \tag{24}$$

Es kann jetzt das Umsetzungsverhältnis der ersten und zweiten Harmonischen berechnet werden; es sei definiert durch den Quotienten:

$$\ddot{U}_{20} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_{10}}$$

Die berechneten Werte für ε_2 und ε_{10} eingesetzt, gibt für $\ddot{U}_{20}$ den Ausdruck:

$$\ddot{U}_{20} = -2p + \frac{q}{\sqrt{(1 - p^2)} - q}$$

oder wenn man einen Fehler bis zu etwa 15 % zuläßt:

$$\ddot{U}_{20} = -2p$$

Mit gleicher Annäherung gilt dann für die induzierten Flüsse N_2 und N_{10}:

$$\frac{N_2}{N_{10}} = -p \tag{25}$$

Dieses Gesetz in Worte gefaßt lautet: Innerhalb des nach Übereinkommen begrenzten Sättigungsbereiches verhalten sich die Fluxkomponenten der ersten und zweiten Harmonischen wie die erregenden Gleichstrom- und Wechselstromamperewindungen und sind nur wenig von der absoluten Höhe der beiden Erregungen abhängig.

Dieses Gesetz wird auch, wie Fig. 17 zeigt, von den streng gültigen Gleichungen gut befolgt. Erst außerhalb $p = 0{,}8$ treten Abweichungen von der Proportionalität zwischen $\ddot{U}_{20}$ und p auf. Etwa

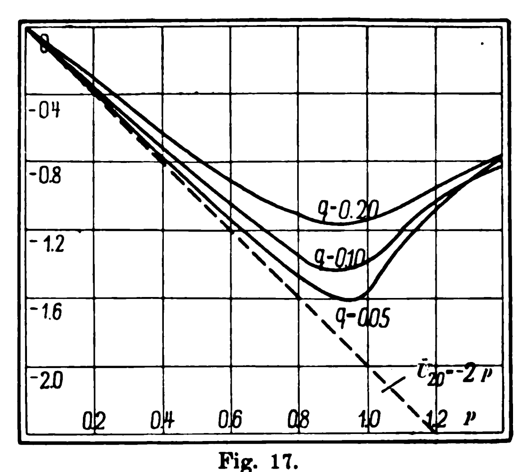


Fig. 17.

Kurven des Übersetzungsverhältnisses $\ddot{U}_{20} = \frac{s_2}{s_{10}}$

bei $p = 0{,}9$ tritt jeweils ein Maximum auf, dessen Wert sich daraus und aus der für $\ddot{U}_{20}$ gegebenen genaueren Näherungsgleichung ergibt zu:

$$\ddot{U}_{20\,\max} \doteq -1{,}8 + \frac{q}{0{,}435 - q}$$

Es sei nun zu einer kurzen Behandlung der höheren Harmonischen übergegangen, wie sie formelgemäß in dem Gleichungssystem (23 b—f) gegeben sind. Die Besprechung kann sich auf die ersten sechs Harmonischen beschränken, noch höhere haben kein praktisches Interesse mehr; auch sind diese in Wirklichkeit in ihrem Werte doch schon zu stark beeinflußt durch die nie völlig fehlenden Oberschwingungen im Magnetisierungsstrome.

Die Spannungswellen der höheren Harmonischen sind in ihrer Abhängigkeit von p bei verschiedenen Werten von q in den Fig. 18,

19 und 20 graphisch dargestellt. Die Abweichungen der Näherungskurven von den exakten sind wiederum im Bereiche $p \leqq 0{,}8$ und $q \leqq 0{,}1$ durchwegs sehr, teilweise ganz außerordentlich gering.

Interessant ist an sämtlichen höheren Harmonischen der Umstand, daß sie außerhalb $p = 0$ mindestens noch einen Nullpunkt, einen Durchgangspunkt durch die Abszissenachse aufweisen. Vergleicht man die Lage dieser Durchgangspunkte im Bereiche $q \leqq 0{,}2$, so sieht man, daß diese von der Wechselstromerregung fast ganz unabhängig ist. Die Abweichungen betragen ungünstigsten Falles nur ein paar Prozente.

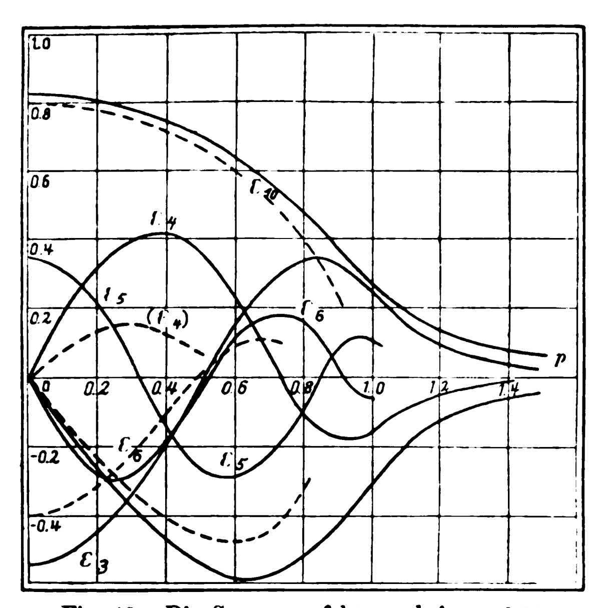


Fig. 18. Die Spannungsfaktoren bei $q = 0{,}20$.

Ausschlaggebend für die Lage der Nullpunkte ist somit einzig der Quotient p und es sind ein für allemal den Durchgangspunkten der verschiedenen Spannungsfaktoren folgende Werte von p koordiniert:

3. Harmonische: $p_{30} = \frac{1}{2} = 0{,}50$

4. Harmonische: $p_{40} = \frac{1}{2}\sqrt{2} = 0{,}707$

5. Harmonische: $p_{50} = \frac{\sqrt{5} \pm 1}{4} = 0{,}31$ bzw. $0{,}81$

6. Harmonische: $p_{60} = \frac{1}{2}$ bzw. $\frac{1}{2}\sqrt{3} = 0{,}50$ bzw. $0{,}866$

Danach verschwindet im Nullpunkte der dritten auch die sechste

Harmonische. Man kann sich ebenso überzeugen, daß auch die vierte gleichzeitig mit der achten Harmonischen verschwindet.

Man wird davon Gebrauch machen, wenn es sich darum handelt, eine möglichst reine Kurvenform der Sekundärspannung zu erzielen.

Das günstigste Arbeitsgebiet würde dann bei $p = 0,7$ liegen, wo alle Sekundärspannungswellen der $4 \cdot n$fachen Frequenz verschwinden, oder doch wenigstens sehr kleine Werte besitzen.

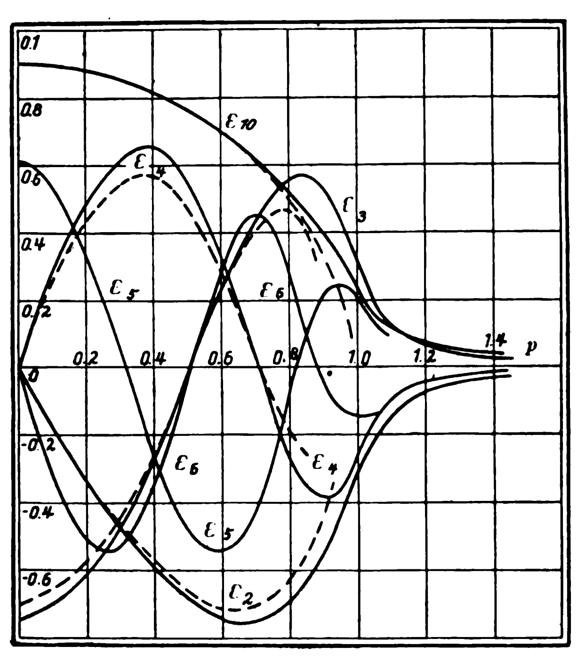


Fig. 19. Die Spannungsfaktoren bei $q = 0,10$.

Macht man jedoch Gebrauch von der in Fig. 13 gegebenen Serienschaltung zweier Verdoppelungssysteme, die an die beiden Phasen eines Zweiphasengenerators angeschlossen sind, zwecks Vernichtung aller Sekundärwellen von $4 \cdot n$facher Frequenz, so würde zweifelsohne ein Arbeiten in dem Gebiete $p = 0,5$ am günstigsten sein, da dann eine fast völlig reine Welle der zweiten Frequenz resultieren würde.

Die Maxima der höheren Harmonischen besitzen, wie aus den Kurven zu ersehen ist, unter Umständen recht ansehnliche Werte. Die Größenordnung derselben nimmt mit wachsender Frequenz rasch ab, und zwar um so rascher, je kleiner die Wechselstromerregung ist.

Schließlich sind in Fig. 21 die beiden Umsetzungsverhältnisse $\ddot{U}_{30} = \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_{10}}$ und $\ddot{U}_{40} = \frac{\varepsilon_4}{\varepsilon_{10}}$ für verschiedene q und wachsendes p aufgetragen.

5. Mittel zur Erzielung eines sinusförmigen Magnetisierungsstromes.

Die ganze bisherige Ableitung ist unter der grundlegenden Annahme sinusförmigen Magnetisierungsstromes geschehen, und es fragt

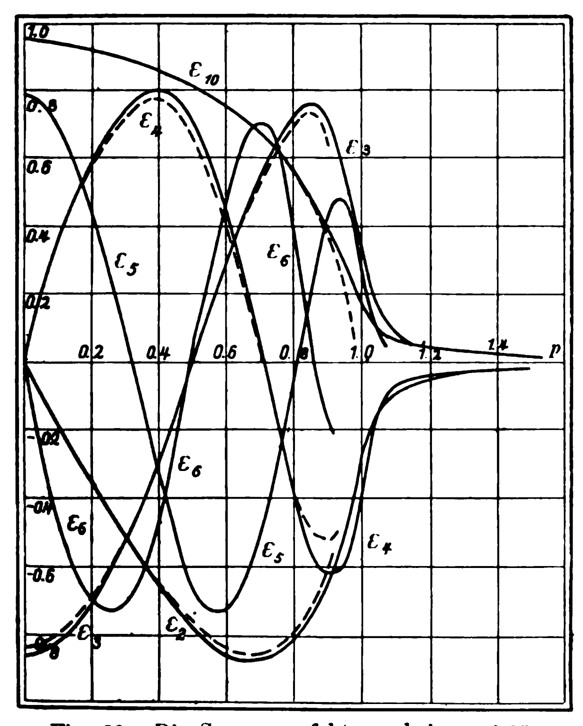


Fig. 20. Die Spannungsfaktoren bei $q = 0{,}05$.

sich nunmehr, wie im allgemeinen Falle diese Bedingung realisiert werden kann.

Die zur Verfügung stehenden Primärspannungen weichen gewöhnlich um nur weniges von der Sinusform ab, sie lassen sich also neben der Grundfrequenz genügend genau durch die dritte und fünfte Harmonische darstellen.

Auch sind die Spannungen wohl stets symmetrisch, d. h. aus lauter Sinusgliedern aufgebaut. Also:

$$e_1 = E_I \sin \omega t + E_{III} \sin 3 \omega t + E_V \sin 5 \omega t$$

oder: $$e_1 = E_I [\sin \omega t + \ddot{U}_{III} \sin 3 \omega t + \ddot{U}_V \sin 5 \omega t]$$

wo: $$\ddot{U}_3 = \frac{E_{III}}{E_I} \text{ und } \ddot{U}_V = \frac{E_V}{E_I}$$

also das Verhältnis der dritten resp. der fünften Spannungsharmonischen zu der der Grundfrequenz.

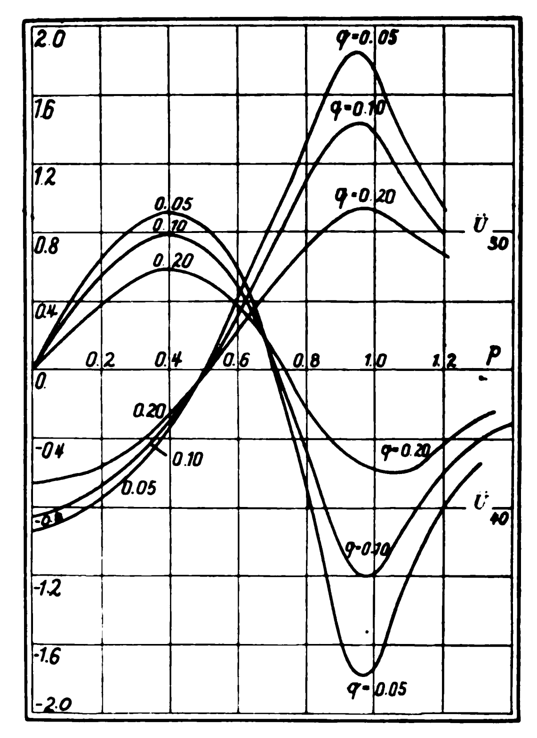


Fig 21. Kurven der Umsetzungsverhältnisse $\ddot{U}_{30}$ und $\ddot{U}_{40}$.

Es sei nun z. B.:

$$U_{III} = -0{,}06 \text{ und } \ddot{U}_5 = -0{,}03$$

Außerdem sei der Verdoppler mit $q = 0{,}20$ magnetisiert. Durch Fig. 18 kann man sich nun leicht überzeugen, daß kein Punkt existiert, für den die ungeraden Harmonischen in dem verlangten obigen Verhältnisse stehen.

Selbst wenn dies der Fall wäre, so könnte es nichts anderes als ein Zufall sein, wenn dieser Punkt gerade in dem Bereiche der gewünschten prozentualen Gleichstromerregung läge. Im vorliegenden Falle wäre es somit unter allen Umständen ausgeschlossen, daß der Verdoppler Sinusstrom aufnimmt, liegt er an einer Spannung von der oben angegebenen Kurvenform.

Neben dem einfachen und plausiblen Verfahren zur Erzielung eines sinusförmigen Magnetisierungsstromes, das, wie bereits früher angedeutet, darauf beruht, die totale Kreisselbstinduktion durch Luftdrosselspulen von konstanter und gegenüber jener der Transformatoren möglichst hoher Selbstinduktion sozusagen zu „stabilisieren", so daß das Auftreten von Oberschwingungen im Magnetisierungsstrom erschwert wird, gibt es noch ein anderes Verfahren, das wohl von Dr. Dreyfus zum ersten Male vorgeschlagen, eine weitaus höhere Wirtschaftlichkeit besitzt.

Dieses Verfahren beruht auf der Anwendung zweier Frequenzverdoppler von passend abgeglichener Erregung.

Die Wirkungsweise, resp. der Gang der Vorausberechnung soll in folgendem erklärt werden.

Fürs erste sei angenommen, die zur Verfügung stehende Primärspannung sei überhaupt rein sinusförmig, habe also keine Oberschwingungen.

Dann müssen offenbar die Sättigungsverhältnisse so gewählt werden, daß die ungeraden Harmonischen zwar gleich, jedoch von entgegengesetztem Vorzeichen sind, sich also bei der Serienschaltung in der Summenspannung aufheben.

Sollen die charakteristischen Spannungsfaktoren ε dieselben Bedeutungen haben wie früher, so würde obiges bedingen:

$$\left.\begin{array}{l} \varepsilon_1' + Z\varepsilon_1'' = \varepsilon_I \\ \varepsilon_3' + Z\varepsilon_3'' = 0 \\ \varepsilon_5' + Z\varepsilon_5'' = 0 \\ \varepsilon'_{2n+1} + Z\varepsilon''_{2n+1} = \varepsilon_{2n+I} = 0 \end{array}\right\} \quad (26$$

Der unbekannte und rechnerisch zu bestimmende Dimensionierungsfaktor Z ist hier:

$$Z = \frac{k''}{k'} = \frac{F'' \cdot w'' \cdot \omega \cdot 2A'' \cdot 10^{-8}}{F' \cdot w \cdot \omega \cdot 2A' \cdot 10^{-8}}$$

Nach Elimination dieses Faktors erhält man die Proportionen:

$$\varepsilon_3' : \varepsilon_5' : \varepsilon_7' \ldots : \varepsilon'_{2n+1} = \varepsilon_3'' : \varepsilon_5'' : \varepsilon_7'' \ldots : \varepsilon''_{2n+1}$$

Beschränkt man sich nun auf die Einhaltung der Bedingung:

$$\frac{\varepsilon_5'}{\varepsilon_3'} = \frac{\varepsilon_5''}{\varepsilon_3''}$$

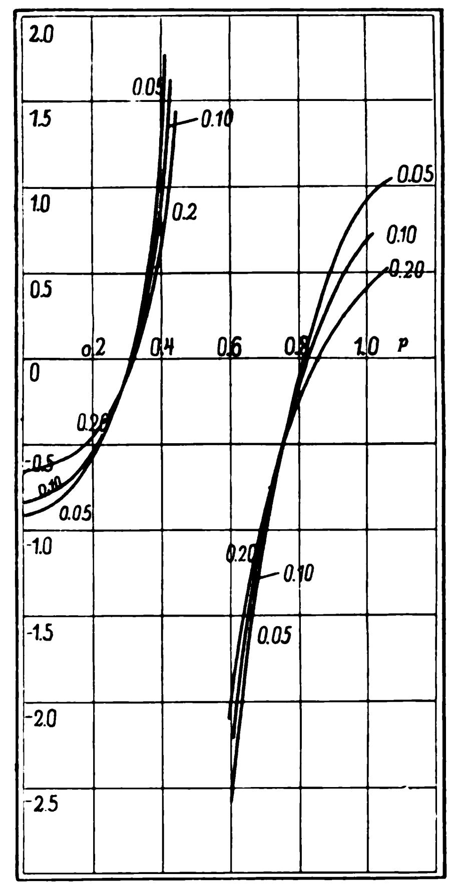


Fig. 22. Kurven des Verhältnisses $\frac{\varepsilon_5}{\varepsilon_3}$ für $q = 0{,}05$, $0{,}10$ und $0{,}20$.

läßt man also kleinere Oberwellen in der Kurve des Magnetisierungsstromes noch zu, so ist leicht ersichtlich, daß dieser Bedingung durch sehr viele Kombinationen Genüge geleistet werden kann. Trägt man nämlich, wie dies in Fig. 22 geschehen ist, für einige Werte von q — etwa wie früher $q = 0{,}2$, $0{,}1$ und $0{,}05$ — das Umsetzungsverhältnis $\frac{\varepsilon_5}{\varepsilon_3}$

abhängig von p auf, so erhält man zwei Kurvenastscharen, denen jedoch für noch größer werdendes p weitere Scharen von ähnlichen Kurven zugeteilt werden können.

Man kann nun zwei Frequenztransformatoren für z. B. $q' = 0{,}1$ und $q'' = 0{,}05$ in Serie schalten und ihnen eine Gleichstromerregung geben von

$$p' = 0 \quad \text{und } p'' = 0{,}7$$

oder

$$p' = 0{,}2 \text{ und } p'' = 0{,}75$$

oder

$$p' = 0{,}3 \text{ und } p'' = 0{,}8$$

In jedem dieser Fälle ist

$$\frac{\varepsilon_5{}'}{\varepsilon_3{}'} = \frac{\varepsilon_5{}''}{\varepsilon_3{}''}$$

und es wird bei richtig berechnetem Z ein sinusförmiger Magnetisierungsstrom keine niedrigeren Frequenzen, als die siebente, neunte, elfte usw. in der Summenspannung hervorrufen, und umgekehrt wird die Speisung mit einer rein sinusförmigen Primärspannung in dem Magnetisierungsstrome keine stark ausgeprägten niedrigen Harmonischen bewirken können.

Auch wenn die Generatorspannung eine ausgesprochene dritte und fünfte Oberwelle enthält, läßt sich der gleiche Kalkül anstellen, die Transformatoren also für Sinusstrom dimensionieren.

Bei den früheren Werten:

$$\ddot{U}_{\text{III}} = \frac{E_{\text{III}}}{E_1} = -0{,}06$$

und

$$\ddot{U}_{\text{V}} = \frac{E_{\text{V}}}{E_{\text{I}}} = -0{,}03$$

tritt an Stelle des Gleichungssystemes (26) nunmehr folgendes:

$$\frac{\varepsilon_3{}' + Z\,\varepsilon_3{}''}{\varepsilon_1{}'' + Z\,\varepsilon_1{}''} = \ddot{U}_{\text{III}} = -0{,}06$$

$$\frac{\varepsilon_5{}' + Z\,\varepsilon_5{}''}{\varepsilon_1{}' + Z\,\varepsilon_1{}''} = \ddot{U}_{\text{V}} = -0{,}03$$

Nach Elimination von Z folgt:

$$\frac{\varepsilon_5{}' - \ddot{U}_{\text{V}}\,\varepsilon_1{}'}{\varepsilon_3{}' - \ddot{U}_{\text{III}}\,\varepsilon_1{}'} = \frac{\varepsilon_5{}'' - \ddot{U}_{\text{V}}\,\varepsilon_1{}''}{\varepsilon_3{}'' - \ddot{U}_{\text{III}}\,\varepsilon_1{}''}$$

oder:

$$\frac{\varepsilon_5{}' + 0{,}03\,\varepsilon_1{}'}{\varepsilon_3{}' + 0{,}06\,\varepsilon_1{}'} = \frac{\varepsilon_5{}'' + 0{,}03\,\varepsilon_1{}''}{\varepsilon_3{}'' + 0{,}06\,\varepsilon_1{}''}$$

In Fig. 23 ist das Verhältnis $\frac{\varepsilon_5 + 0,03\,\varepsilon_1}{\varepsilon_3 + 0,06\,\varepsilon_1}$ für den Wert der Wechselstromerregung $q = 0,2$ — die Wahl ist eine ganz beliebige — graphisch aufgetragen.

Entscheidet man sich für die Werte:

$$p' = 0,25 \text{ und } p'' = 0,75$$

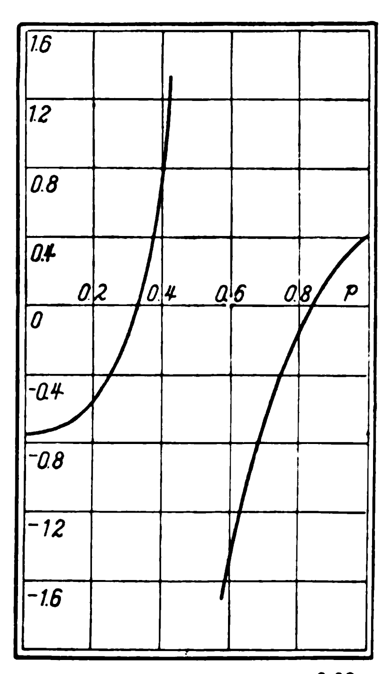


Fig. 23. Kurven für das Verhältnis $\frac{\varepsilon_5 + 0,03\,\varepsilon_1}{\varepsilon_3 + 0,06\,\varepsilon_1}$ bei $q = 0,2$.

so entnimmt man der Fig. 18 die Werte:

$$\varepsilon_1' = 0,80 \qquad \varepsilon_1'' = 0,53$$
$$\varepsilon_3' = -0,40 \qquad \varepsilon_3'' = 0,32$$

hieraus berechnet sich Z zu:

$$Z = -\frac{\varepsilon_3' + 0,06\,\varepsilon_1'}{\varepsilon_3'' + 0,06\,\varepsilon_1''} = \frac{0,400 - 0,048}{0,320 + 0,032} = 1,0$$

Der Dimensionierungsfaktor $k = F \cdot \omega \cdot w \cdot 2 \cdot A \cdot 10^{-8}$ mußte also in diesem Falle für beide Transformatoren der gleiche sein, die Hintereinanderschaltung zweier völlig gleicher Typen würde, obige an-

genommene Sättigungsverhältnisse vorausgesetzt, also der Bedingung sinusförmigen Magnetisierungsstromes Genüge leisten.

Es möge schließlich noch kurz auf die Frage eingegangen sein, wie nun die Wellenform der Summenspannung beschaffen sein muß, die ein sinusförmiger Magnetisierungsstrom erfordern würde, und ferner jene, welche Verzerrungen die Kurve des Wechselstromes erleidet bei der tatsächlich vorliegenden Generatorspannung:

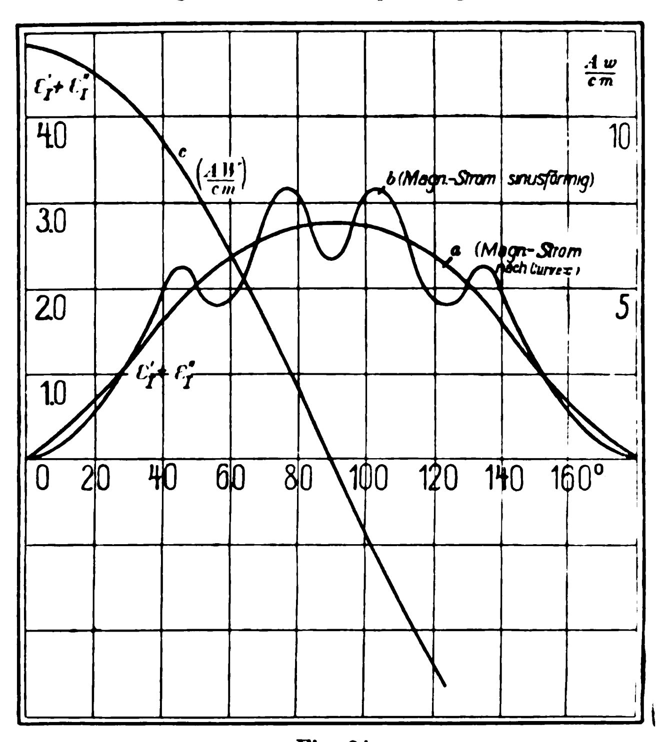


Fig. 24.
Kurven des Magnetisierungsstromes und der primären Spannung $\varepsilon_I' + \varepsilon_I''$.

$$e_1 = K \cdot 2{,}66\,[\sin \omega t - 0{,}06 \sin 3\omega t - 0{,}03 \sin 5\omega t] = K[\varepsilon_I' + \varepsilon_I'']$$

Die erste Frage erledigt sich durch eine einfache graphische Addition der in Figg. 9 und 11 gegebenen Spannungskurven, denn jene waren unter Zugrundelegung derselben Werte für p und q ermittelt, wie sie im vorliegenden Beispiel angenommen

$$(q = 0{,}2; \quad p' = 0{,}25; \quad p'' = 0{,}75)$$

Man erhält so die resultierende Welle b der Fig. 24. Sie unter-

scheidet sich von der zur Verfügung stehenden nur durch die markante Anwesenheit der siebenten, neunten, elften usw. Harmonischen. Daß dieselben vom Generator natürlich nicht gerade in der gewünschten Höhe aufgebracht werden können, ist klar, jedoch sicher von nur ganz geringem Einflusse auf den Verlauf des Magnetisierungsstromes (Kurve *c*, welche ausschließlich graphisch ermittelt ist). Derselbe enthält nur ganz geringfügige Oberschwingungen, die sich erst in den höheren Harmonischen der Spannungswellen bemerkbar machen können, also erst in denjenigen, die im Bereiche praktischen Interesses überhaupt nicht mehr liegen.

Es wurde schließlich unter Zugrundelegung des durch Fig. 24 — Kurve *c* — gegebenen Verlaufes des Magnetisierungsstromes die Sekundärspannung — ebenfalls graphisch — ermittelt und analysiert.

An Stelle des Ansatzes:

$$\varepsilon_{II} = -1{,}76 \sin 2\omega t + 0{,}69 \sin 4\omega t - 0{,}24 \sin 6\omega t$$

trat nunmehr die neue Formulierung:

$$\varepsilon_{II} = -1{,}74 \sin 2\omega t + 0{,}67 \sin 4\omega t - 0{,}29 \sin 6\omega t$$

Somit beträgt die Abweichung für die zweite Harmonische nur $1\,^0/_0$; für die vierte nur $3\,^0/_0$ und endlich für die sechste etwa $12\,^0/_0$. Diese Abweichungen sind natürlich praktisch völlig belanglos.

L. Kühn.

(Eingesandt 30. Dezember 1914.)

Adresse des Referenten: Jena, Hügelstr. 37.

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Die Firma Auto-Mafam G. m. b. H. in Berlin und Dr. Fritz Schröter in Berlin-Schmargendorf haben sich durch D. R. P. Nr. 285 802 einen elektrischen Generator zur Erzeugung oszillatorischer Ströme von konstanter mittlerer Spannung und hoher Frequenz schützen lassen, dessen Hauptmerkmal darin besteht, daß die vorhandenen Erregeramperewindungen des Generators durch die Strom- und Spannungsverhältnisse einer Entladungsröhre beeinflußt werden, und zwar sind zu diesem Zwecke außer der normalen Erregerwicklung eine oder mehrere Gegenerregerwicklungen vorgesehen, die in Reihe mit einer oder mehreren Entladungsröhren geschaltet sind. In den Figuren 1 bis 4 sind verschiedene Ausführungsformen eines solchen Generators sche-

matisch dargestellt. Fig. 1 zeigt den Anker 1 einer Gleichstrom-Nebenschlußmaschine mit den Bürsten 2 und 3 und der Erregerwicklung 4. Auf dem Magnetgestell ist ferner eine Gegenerregerwicklung 5 vorgesehen, wobei eine Gasentladungsröhre 6 mit der Anode 7 und der Kathode 8 mit dieser Wicklung 5 hintereinander geschaltet ist. Die Wirkung der Entladungsröhre ist folgende: Wenn die Spannung des Generators bei wachsender Tourenzahl und abnehmender Belastung über einen bestimmten Spannungswert steigt, so tritt eine Entladung zwischen den Elektroden 7 und 8 ein. Der die Gegenwicklung 5 hierbei durchfließende Strom wirkt dem in 4 fließenden Strom entgegen, verringert die Erregung und bewirkt dadurch eine Abnahme der Generatorspannung. Indem diese abnimmt, verringert sich auch die auf die Entladungsröhre wirkende Spannung und damit der in 5 herrschende Strom. Demgemäß sucht die Spannung der Maschine wiederum zu steigen. Durch die auftretende Wechselwirkung wird eine Regulierung erzielt. Da nun der Strom der Entladungsröhre 6 unterhalb eines kritischen Spannungswertes erlischt, so kann man die Einrichtung so einregulieren, daß die auf 6 wirkende Spannung abwechselnd über die Durchbruchsspannung der Entladungsröhre steigt und beim Einsetzen des Stromes in 5 darunter fällt. Man erhält dann einen oszillierenden Strom an den Bürsten des Generators, dessen Frequenz durch geeignete Wahl und Bemessung der Elektroden in der Entladungsröhre sehr hoch gemacht werden kann. Die Entladungsröhre 6 kann eine Quecksilberdampflampe sein, in welcher zweckmäßig durch eine zwischen einer Hilfselektrode und der Kathode dauernd stattfindende Hilfsentladung ein konstanter Wert der Durchbruchsspannung zwischen Anode und Kathode aufrechterhalten wird. Vorteilhaft wird jedoch eine mit einem verdünnten Edelgas oder Edelgasgemisch gefüllte Vakuumröhre mit einer Kathode 8 aus Alkalimetall gewählt. Derartige Röhren zeigen Durchbruchsspannungen, welche in dem Bereich von 130 Volt an aufwärts liegen und durch Gasdruck, Elektrodenabstand, Elektrodenmaterial usw. einstellbar sind. Sie sind in Schaltung nach Fig. 1 direkt verwendbar für eine Spannung des Generators von etwa 200 Volt ab aufwärts. Um derartige Röhren nicht zu überlasten, schaltet man bei größeren Generatoren eine Mehrzahl derselben, jede für sich in Reihe mit einer Gegenerregerwicklung entsprechend 5, parallel zu den Bürsten des Generaters. Soll der Generator höhere Spannung liefern, als der Entladungsröhre 6 zuträglich ist, oder die Spannung, auf welche er einreguliert wird, während des Betriebes veränderlich sein, so wird zweckmäßig eine

Schaltung nach Fig. 2 benutzt. Die Entladungsröhre 6 wird hierbei an einen parallel zu den Bürsten 2, 3 geschalteten Abzweigwiderstand 10 angeschlossen. Durch passendes Einstellen des gleitenden Abzweigwiderstandkontaktes kann man einen Bruchteil der Generatorspannung auf die Entladungsröhre 6 wirken lassen. Durch Verschieben des Abzweigwiderstandkontaktes wird dann in ohne weiteres verständlicher Weise die Spannung des Generators beliebig geändert. Soll der Generator auf Spannungen reguliert werden, welche kleiner sind als der zum Durchbruch der Entladungsröhre 6 gehörige Spannungswert,

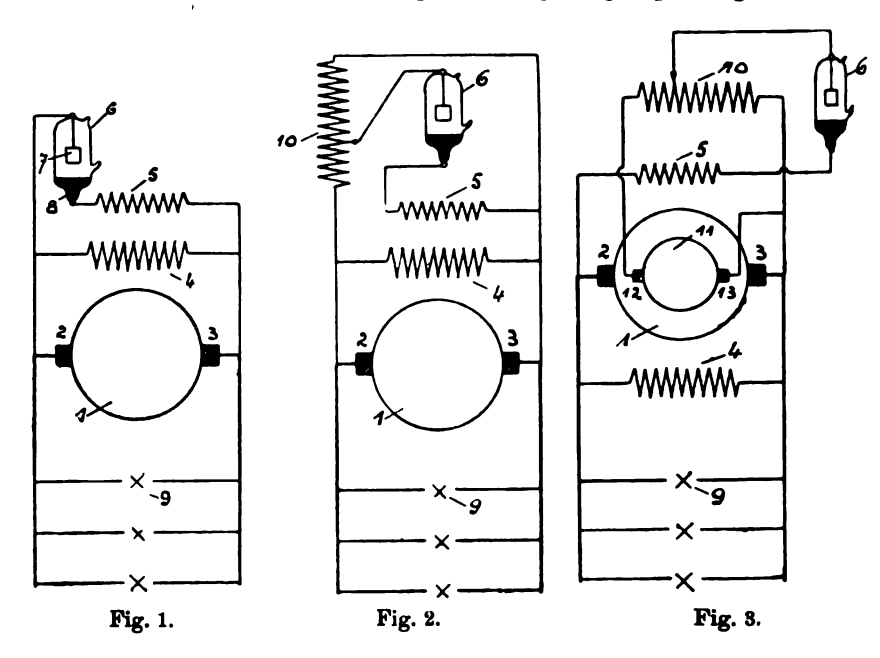


Fig. 1. Fig. 2. Fig. 3.

so bringt man gemäß Fig. 3 auf dem Anker der Maschine eine Hilfswicklung 11 an, welche durch dasselbe Feld erregt wird und aus einer so hohen Anzahl von Leiterelementen besteht, daß an den Bürsten 12, 13 ein Vielfaches der Generatorspannung abgenommen werden kann. Die Bürsten 12, 13 werden durch den Abzweigwiderstand 10 geschlossen, von welchem man an einem beliebig verstellbaren Punkte die Entladungsröhre 6 abzweigt, die mit der Gegenwicklung 5 in Reihe geschaltet ist.

Fig. 4 endlich zeigt eine Anordnung, bei welcher der Gegenerregerstrom, der in den Windungen von 5 fließt, nach Schließen des

Schalters 15 von der Batterie 14 geliefert wird. Die Entladungsröhre 6 enthält außer der Anode 7 und der Kathode 8 noch die zweckmäßig siebartig ausgebildete Hilfselektrode 16. Der Abzweigwiderstand 10 liegt im Nebenschluß zu den Bürsten 2, 3 des Generators. Mit ihm ist einerseits die Hilfselektrode 16, andererseits die Kathode 8 verbunden. Der von der Batterie 14 gelieferte Gegenerregerstrom, welcher zwischen der Anode 7 und der Kathode 8 fließt,

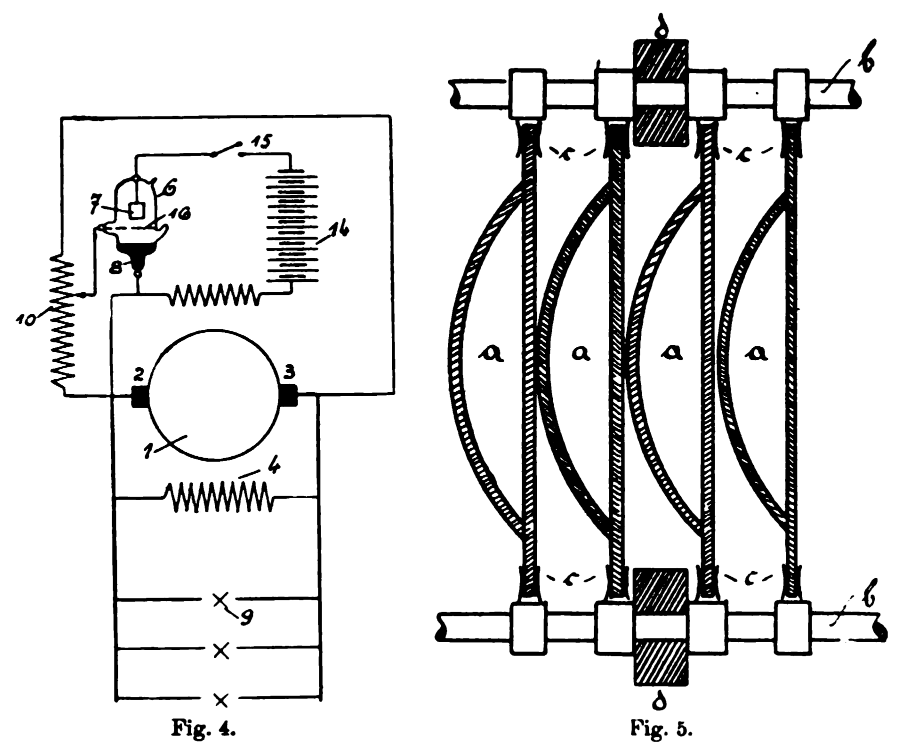


Fig. 4. Fig. 5.

ist in hohem Maße abhängig von der zwischen der Hilfselektrode 16 und der Kathode 8 herrschenden Spannung, die ihrerseits eine Funktion der Generatorspannung ist. Außerordentlich geringe Änderungen der Generatorspannung beeinflussen stark den zwischen 7 und 8 fließenden Entladungsstrom, der in den Wicklungen von 5 die Gegenamperewindungen der Erregung bildet. Die Regulierung wird durch diese Schaltung außerordentlich empfindlich gemacht.

Eine Serienfunkenstrecke für Stoßerregung betrifft das D. R. P. Nr. 286081 von Dipl.-Ing. Dr. Hugo Mosler in Zehlendorf bei

Berlin. Um eine die Löschwirkung begünstigende vermehrte Kühlung zu erhalten, wird eine besondere Form der Elektroden gewählt, welche gestattet, die Elektroden als Hohlkörper auszubilden, welche die Luft umspült und durchstreicht, damit die Außen- und Innenfläche der Elektrode gekühlt wird. Die Zusammensetzung der Funkenstrecke erfolgt derartig, daß der gekrümmte Teil der einen Elektrode dem ebenen Teil der nächsten Elektrode gegenübersteht. Durch diese Anordnung werden Räume geschaffen, die durch die Arbeitsflächen der Elektroden entstehen, und dieser Raum wird ebenfalls zwecks Kühlung von Luft durchstrichen. Ebenso streicht die Luft durch den hohlen Elektrodenkörper und kühlt die Rückseite der Arbeitsflächen. Fig. 5 und 6 zeigen eine der möglichen Ausführungsformen. Es bedeutet in Fig. 5 *a* einen Schnitt durch den Elektrodenkörper, der an Isolierstücken *b* befestigt ist. Zur weiteren Isolierung der Elektroden voneinander

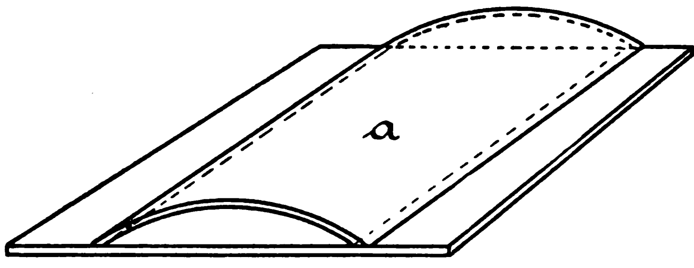


Fig. 6.

können die Isolierstücke *d* noch verwendet werden. Um eine leichte Auswechselbarkeit zu erzielen, kann zweckmäßigerweise der Elektrodenkörper mit Ansätzen versehen sein, welche ein Einschieben in die Schlitze bei *c* gestatten. Die Schlitze *c* können auf dem Isolierkörper *b* verschiebbar sein zwecks Regelung des Elektrodenabstandes. Fig. 6 gibt eine Ansicht des Elektrodenkörpers *a* in einer der möglichen Ausführungsformen.

Erwin Falkenthal in Berlin-Friedenau hat sich durch D. R. P. Nr. 283376 eine radiotelegraphische Station schützen lassen für mäßige Reichweite, welche zufolge der Ausbildung ihrer Sendevorrichtung sich für alle Zwecke eignet, bei denen es einerseits auf möglichst leichtes Gewicht, andererseits auf zuverlässige Wirkung ankommt, z. B. auf Freiballons, Lenkballons und Flugzeugen, bei denen sich die Anwendung von Wechselstromdynamomaschinen für tönende Funken verbietet.

Zu diesem Zwecke wird der die Antenne speisende Schwingungskreis durch einen mit diesem Kreis gekuppelten elektromagnetischen Gleichstrom-Wechselstromumformer der in D. R. P. Nr. 211302 geschützten Art erregt, dessen an den Enden gleichnamig polarisierter Anker im Streufeld eines die Umformerwicklung tragenden Eisenankers schwingt und die Verbindung dieser Wicklung mit einer Gleichstromquelle derart umschaltet, daß der Transformatorkern von einem wechselnden Kraftlinienfeld durchflossen wird. Der Anker vermag dabei solche hohe Schwingungszahlen anzunehmen, welche zur Erzeugung reiner Töne erforderlich ist. Der Umformer kann dabei als Resonanzumformer ausgebildet sein, oder es kann ein besonderer Resonanztransformator mit dem Schwingungskreis, an welchen die Antenne anschließt, gekuppelt werden, so daß die Regulierung auf Resonanz von dem Umformer selbst völlig getrennt und infolgedessen vereinfacht ist. Die vom Anker umgeschaltete Wicklung des Umformers wird ferner mit einem Kondensator (oder mit einem Satz von Kondensatoren) verbunden, welcher derart bemessen ist, daß die Frequenz, welche aus der Kapazität der Kondensatoren und der Selbstinduktion des jeweils nicht gleichstromführenden Teiles der Wicklung sich ergibt, mit der Schwingungszahl des Ankers wenigstens annähernd übereinstimmt.

Fig. 7 zeigt eine solche Stationsschaltung mit direkter Kuppelung zwischen dem Gleichstrom-Wechselstromumformer und dem Schwingungskreis dargestellt, während Fig. 8 den Fall einer indirekten Kuppelung mittels eines Hochspannungstransformators zeigt. In Fig. 7 stellt L, C, F den Schwingungskreis, A, E die mit ihm verbundene Antenne dar. Mit dem Schwingungskreis ist die sekundäre Spule S des Gleichstrom-Wechselstromumformers verbunden, dessen primäre Wicklung P_1, P_2 durch den um o schwingenden Anker G an den Kontakten k_1, k_2 abwechselnd mit einer Gleichstromquelle B verbunden wird, wenn die Taste D gedrückt wird. Der Anker ist in Wirklichkeit so angeordnet, daß seine gleichnamig polarisierten Enden den Polen des die Wicklungen P_1, P_2 tragenden Eisenkernes, der bei e angedeutet ist, gegenüberstehen bzw. in einem Streufeld dieses Kernes schwingen. In der Kontaktlage k_1 des Ankers fließt der Strom aus der Batterie B in der Richtung des Pfeiles durch die Wicklungshälfte P_1, in der Kontaktlage k_2 dagegen in der Richtung des Pfeiles durch den Wicklungsteil P_2. Den wechselnden Pfeilrichtungen entspricht ein wechselndes Kraftfeld des Eisenkernes e, wodurch der polarisierte Anker in Schwingung erhalten wird. Zugleich wird in der sekundären Spule S ein Wechselstrom hoher Frequenz erzeugt, dessen Grundschwingung mit

derjenigen des Ankers übereinstimmt. Der sekundäre Strom erzeugt in der bekannten Art eine entsprechend hohe Funkenfolge in der Funkenstrecke F, die zweckmäßig als sogenannte Löschfunkenstrecke ausgebildet wird, und erregt auf diese Weise den daran anschließenden Schwingungskreis. Der mit den Enden der Wicklung P_1, P_2 verbundene Kondensator C_1 dient dazu, jeweils mit dem nicht gleichstromführenden Teil dieser Wicklung einen abstimmbaren Schwingungskreis zu bilden, indem durch geeignete Bemessung des Kondensators C_1

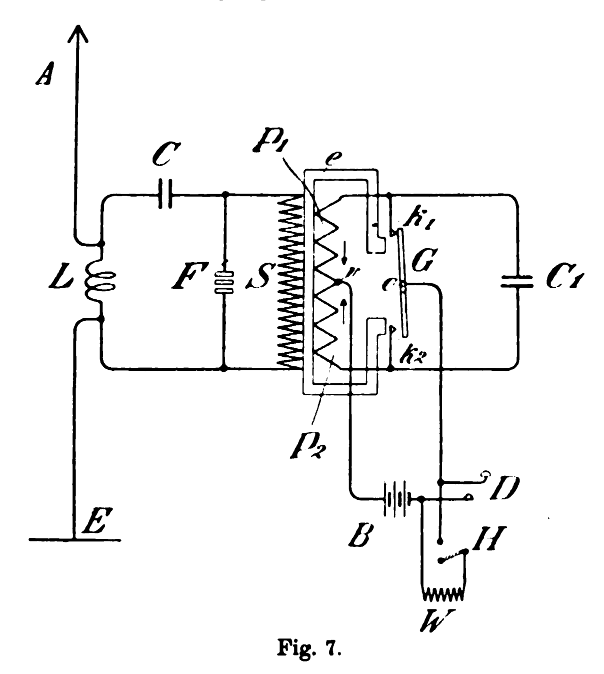


Fig. 7.

bzw. durch Veränderung der Selbstinduktion der Wicklung P_1, P_2 die Frequenz dieses Kreises nunmehr so abgestimmt werden kann, daß sie vollkommen oder angenähert der Ankerschwingung entspricht. Auf diese Weise wird die Entstehung von Oberschwingungen in dem zu erzeugenden Wechselstrom verhindert und ein reiner Ton im entfernten Empfänger hervorgerufen. Anstatt eines einzigen Kondensators C_1 können z. B., wie Fig. 8 zeigt, zwei in Serie geschaltete Kondensatoren c_1 angeordnet werden, deren Mitte mit dem Ankerschwingungspunkt o oder mit dem Spulenmittelpunkt v verbunden wird. Der Betrieb der bis jetzt beschriebenen Einrichtung gestaltet sich derart, daß der Gleich-

strom-Wechselstromumformer jedesmal erst beim Drücken der Taste D anläuft. Dabei würden in der Anlaufperiode jedesmal schädliche Funken an den Kontakten k_1, k_2 auftreten. Um dies zu vermeiden, ist in Fig. 7 parallel zur Taste D ein Widerstand W von solcher Größe angeordnet, daß nach Aufhören des Tastendruckes der Umformer in Gang bleibt, ohne jedoch die Antenne zu erregen. Durch die Taste D wird nunmehr nur der Widerstand W kurzgeschlossen, um ein Zeichen zu übermitteln. Diese Anordnung ist besonders vorteilhaft bei Stationen für größere Leistung. Ein Ausschalter H dient dazu, um den Sender nach Beendigung der Signalperiode auszuschalten. In Fig. 8, deren Teile im übrigen mit denen der Fig. 7 übereinstimmen, ist die sekun-

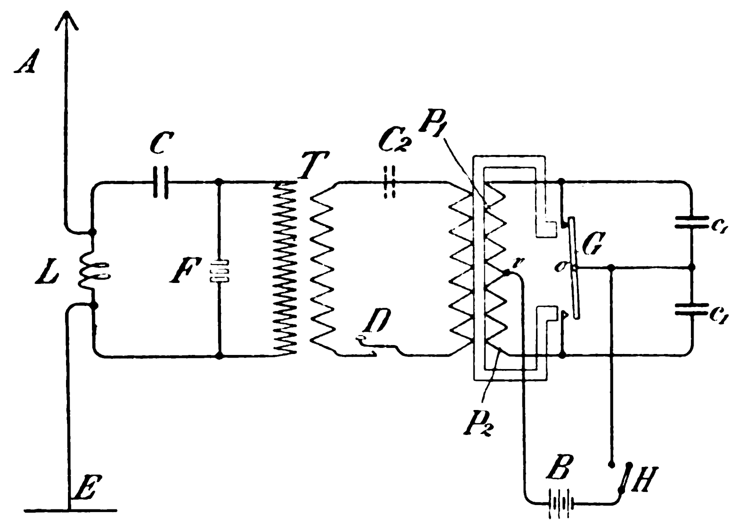


Fig. 8.

däre Spule S des Gleichstrom-Wechselstromumformers nicht unmittelbar mit dem Schwingungskreis L, C, F der Antenne, sondern zunächst mit einem Hochspannungstransformator verbunden, der seinerseits die Kuppelung zwischen dem Umformer und dem Schwingungskreis bildet. Dieser Transformator kann in der bekannten Art als Resonanztransformator ausgebildet werden, so daß es nicht erforderlich ist, am Umformer selbst Änderungen behufs Abstimmung auf Resonanz vorzunehmen. Dies hat den Vorteil, daß man für die verschiedenen Stationen einen Umformer von stets gleicher Bauart verwenden kann. Diese Abstimmung wird vorteilhaft durch einen Kondensator C_2, welcher

zwischen *S* und *T* angedeutet ist, unterstützt. Der Kondensator an dieser Stelle bietet den weiteren Vorteil, daß der Gleichstrom-Wechselstromumformer automatisch gegen eine Überlastung im Betrieb geschützt ist. In Fig. 8 ist ferner die Signaltaste *D* zwischen *S* und *T* anstatt parallel zu *H* angeordnet. Nach dem Schließen des Schalters *H* läuft hier der Gleichstrom-Wechselstromumformer dauernd mit der vollen Spannung; er wird jedoch jedesmal erst durch das Drücken der Taste *D* mit dem Transformator *T* verbunden, so daß die Abgabe bestimmter Signalzeichen möglich ist.

Die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin hat sich durch D. R. P. Nr. 286172 ein Verfahren zum Abstimmen, zum Tasten und zum Erzeugen von Tonfrequenzen bei der Erzeugung von Hochfrequenzströmen in statischen Transformatoren mit Hilfsmagnetisierung schützen lassen.

Es besteht darin, daß die Abstimmung oder Verstimmung des sekundären bzw. primären Wechselstromkreises (oder auch beider Kreise) durch Veränderung der Stromstärke im Hilfsmagnetisierungskreise hervorgerufen wird; dabei sollen die Verhältnisse so gewählt werden, daß die durch die Veränderung der Stromstärke im Hilfsmagnetisierungskreise hervorgerufene Änderung der Wechselstromstärke begrenzt ist durch die Ausdehnung des einen oder anderen aufsteigenden Astes der Resonanzkurve; die Taste liegt dabei im Hilfsmagnetisierungskreise, wo sie den Nutzkreis zum Zwecke der Zeichengebung abstimmt und in den Zeichenpausen verstimmt.

Zum Zwecke der Erzeugung einer Tonfrequenz soll ferner die Stromstärke im Hilfsmagnetisierungskreis derart periodisch verändert werden, daß der Nutzkreis periodisch abgestimmt und verstimmt wird. Die Hilfsmagnetisierung kann hierbei durch einen niederfrequenten Wechselstrom hervorgerufen werden, dessen Periodenzahl gleich der halben Tonfrequenz ist, und bei dessen höchstem Wert beider Vorzeichen der sekundäre bzw. primäre Kreis, oder auch beide Kreise, auf höchste oder annähernd höchste Resonanz abgestimmt ist bzw. sind.

Dieselbe Gesellschaft hat sich durch D. R. P. Nr. 282669 eine Empfangseinrichtung für drahtlose Telegraphie schützen lassen, die einen Zusatz zu D. R. P. Nr. 271059 (vgl. Jahrb. **8**, 469) darstellt. Bei der im Hauptpatent beschriebenen Schaltung ist der Detektorkreis mit Indikationsinstrument an denjenigen Stromkreis angeschlossen, der vom Relais die verstärkten Ströme aufnimmt. Man kann hierbei nicht ohne weiteres die üblichen Empfangsapparate benutzen, sondern muß Änderungen der Apparatur und der Schaltung vornehmen, um den

Anschluß des Detektorkreises an das Relais zu ermöglichen. Dieser Übelstand wird durch das Zusatzpatent Nr. 282669 beseitigt. Das Wesen dieser Anordnung besteht darin, daß die Instrumente zur Kenntlichmachung bzw. Aufnahme der Schwingungen nicht mehr über das Relais, sondern unmittelbar mit den die zu verstärkenden Ströme führenden Kreisen (Antenne oder Zwischenkreis) verbunden werden, und daß das Verstärkungsrelais ebenfalls mit diesen Kreisen so verbunden

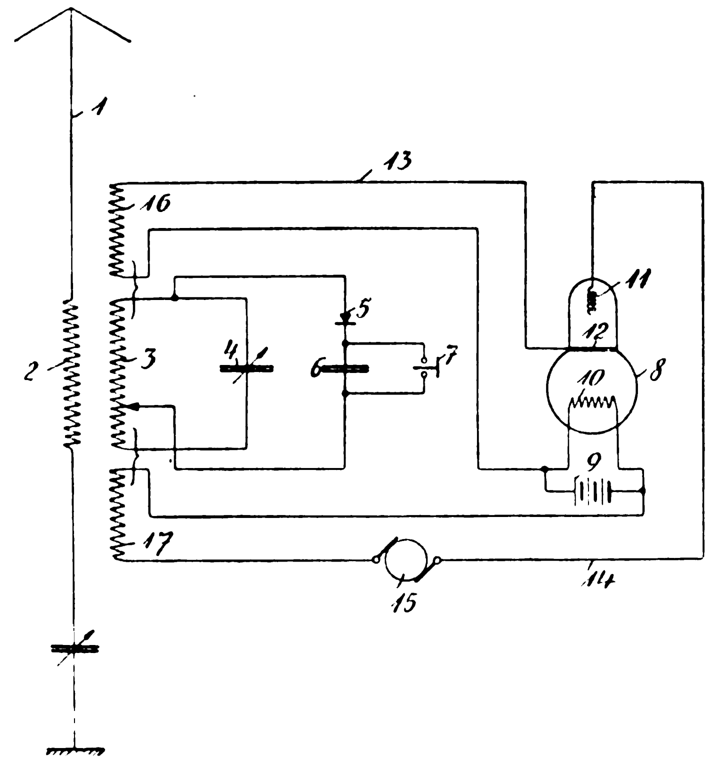


Fig. 9.

ist, daß es Energie aus diesen aufnimmt und verstärkt unmittelbar an sie zurückgibt.

Fig. 9 veranschaulicht diese Schaltung in einem Ausführungsbeispiel.

1 ist die Antenne, die durch einen Kopplungstransformator 2, 3 mit einem aus der Spule 3 und dem variablen Kondensator 4 bestehenden geschlossenen sekundären Empfangskreis beispielsweise ge-

koppelt ist. An diesen schließt sich in bekannter Weise der Detektorkreis mit dem Detektor 5 und dem Blockkondensator 6 an, wobei von letzterem das Telephon 7 abgezweigt ist. Dies ist eine normale Empfangsanordnung für drahtlose Telegraphie bzw. Telephonie. Die Verstärkungseinrichtung besteht aus dem Relais 8 mit der durch die Batterie 9 erhitzten Oxydkathode 10, der Anode 11 und der Hilfsanode 12. Die zu verstärkenden Schwingungen werden durch den Kreis 16 beispielsweise der Kathode 10 und Hilfsanode 12 zugeführt. Im Kreise 14, der über die Anode 11 und Kathode 10 geschlossen ist, und in dem ein von der Energiequelle 15 gelieferter Dauerstrom unterhalten wird, treten dann die verstärkten Ströme auf. Der Kreis 13 dieses Relais ist nun durch eine darin eingeschaltete Spule 16 mit der Spule 3 des Empfangstransformators gekoppelt, und ebenso ist der Kreis 14 durch seine Spule 17 mit demselben Empfangstransformator verbunden. Beide Seiten des Relais sind daher mit demjenigen Kreis verbunden, der die zu verstärkende Energie führt. Ein Teil der schwingenden Energie wird dabei aus diesem Kreis dem Relais zugeführt, von diesem verstärkt und wieder an denselben zurückgegeben. Die verstärkten Ströme treten also in demselben Stromkreis auf, der die ursprünglichen schwächeren Ströme führt, und gelangen nun ebenfalls in den Indikationskreis. Es ist ersichtlich, daß bei dieser Anordnung der sonst übliche Empfangsapparat keine Änderung zu erfahren braucht. An Stelle der benutzten induktiven Kopplungen können natürlich auch kapazitive und galvanische Kopplungen Verwendung finden. Zweckmäßig ist es, die eine Relaiskopplung, z. B. zwischen 16 und 3, fest und die andere, zwischen 3 und 17, variabel zu machen, um auf günstigste Wirkung einregulieren zu können.

Dr. F. F. Martens und die Firma Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin haben sich durch D. R. P. Nr. 261131 eine Vorrichtung zum Sichtbarmachen der Saitenbewegungen eines Saitengalvanometers schützen lassen. Sie gehen davon aus, daß bei den bekannten Vorrichtungen zum Sichtbarmachen der Schwingungen eines Saitengalvanometers der hierfür benutzte Lichtstrahl bei einer Bewegung der Saite seine geradlinige Richtung beibehält. Durch die Bewegung der Saite wird lediglich ihr Schattenbild bzw. der durch ein an ihr befestigtes gelochtes Blättchen hervorgebrachte Ausschnitt aus dem Lichtstrahl verschoben. Die Vorrichtungen der ersten Art haben den Nachteil, daß man auf einer photographischen Platte nicht mehrere Kurven neben- oder übereinander aufnehmen kann, da bei der Aufnahme einer Kurve, abgesehen von der Kurve selbst, alle anderen Stellen der Platte

belichtet werden. Die Vorrichtungen mit einem an der Saite befestigten gelochten Blättchen dagegen haben den Nachteil, daß die Empfindlichkeit durch die Beschwerung der Saite mit dem Blättchen herabgesetzt wird. Nach D. R. P. Nr. 261131 soll nun ein an der Saite selbst in senkrechter oder annähernd senkrechter Richtung zur Saitenbewegung reflektierter Lichtstrahl benutzt werden, der durch Beleuchtung der Saite mit einem im Winkel zu dieser Richtung auffallenden Lichtstrahlenbündel entsteht. Versuche haben ergeben, daß, trotzdem die Saite im allgemeinen eine äußerst geringe Dicke in der Größenanordnung von 0,001 mm besitzt, es doch möglich ist, einen Lichtstrahl an ihr zu reflektieren, welcher durch eine geeignete Vorrichtung, z. B. ein System von Sammellinsen, auf sie geworfen wird. Dies geschieht am besten in der Weise, daß der Lichtstrahl in Richtung der Bewegung der Saite oder in einem spitzen Winkel zu dieser

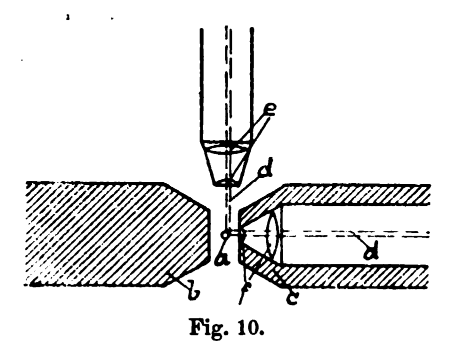


Fig. 10.

Richtung auf sie fällt, während ein ausreichend großer Teil senkrecht oder annähernd senkrecht zur Bewegung der Saite reflektiert wird, so daß der reflektierte Strahl bei einer Bewegung der Saite eine Parallelverschiebung erfährt. Die hierbei durchlaufene Kurve kann in bekannter Weise auf einem bewegten photographischen Band aufgezeichnet werden. Selbstverständlich können hierbei mehrere Kurven neben- bzw. übereinander aufgenommen werden.

In Fig. 10 ist ein zur Saite senkrechter Schnitt durch eine solche Anordnung dargestellt. Die Saite *a* befindet sich in dem Luftspalt zwischen den sie ablenkenden Magnetpolen *b* und *c*; ihre Bewegung erfolgt senkrecht zur Verbindungslinie dieser Magnetpole. In derselben Richtung wird der Lichtstrahl *d* mittels eines Systems *e* von Sammellinsen auf die Saite geworfen. Er wird zum Teil in einer zur ursprünglichen Richtung als auch zur Saitenbewegung senkrechten

Richtung reflektiert, wie aus Fig. 10 ersichtlich. Dieser Teil des Lichtstrahles wird von einem in einer Bohrung des Magnetpoles *c* untergebrachten Mikroskop *f* aufgenommen und gelangt so in das Auge des Beobachters oder auf die photographische Platte. Seine Parallelverschiebung erfolgt genau entsprechend dem Ausschlage der Saite. Zweckmäßig wird die Saite an der für die Reflexion benutzten Stelle etwas abgeflacht, um einen möglichst großen Teil des Lichtstrahles in der gewünschten Richtung zu reflektieren. Natürlich können auch noch irgendwelche andere Mittel zur Erzielung einer günstigen Reflexion angewendet werden. Diese Anordnung dürfte sich nicht nur für Saitengalvanometer, Oszillographen u. dgl., sondern auch für die bekannten photographischen Lichtschreiber, wie sie in der drahtlosen Telegraphie verwendet werden, eignen.

(Eingesandt 15. September 1915.)

Adresse des Verfassers: Gr.-Lichterfelde W bei Berlin, Roonstr. 12.

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

Zeitschrift für technische Physik (Funkentelegraphische Nachrichten). Heft 6. 2. Jahrgang. Berlin 1914.

W. C. Röntgens Grundlegende Abhandlungen über die X-Strahlen. (Zum 70. Geburtstag des Verfassers herausgegeben von der Physikalisch-Medizinischen Gesellschaft in Würzburg.) Verlag von Curt Kabitzsch, Würzburg 1915. M. 0.70

Ludwig Zehnder, Mathematische Zusätze zum Grundriß der Physik. Verlag H. Lauppsche Buchhandlung, Tübingen. M. 0.40

Elektroindustrie, VII, Nr. 16, 15. August 1915; Nr. 17, 1. September 1915. Fachschriften-Verlag, Zürich.

Carl Runge, Mathematik und Bildung. Festrede zur Jahresfeier der Universität Göttingen am 9. Juni 1915. Verlag Vandenhoeck & Ruprecht, Göttingen 1915. M. 0.40

Rudolf H. Weber u. **Richard Gans,** Repertorium der Physik. I. Band: Mechanik u. Wärme. 1. Teil: Mechanik, Elastizität, Hydrodynamik u. Akustik. Verlag B. G. Teubner, Leipzig 1915. geb. M. 8.—

(Eingesandt 15. September 1915.)

Literaturverzeichnis.

Alvensleben, K., Elektrot. Ztschr. **36,** 381, 398, 1915. Die physiologischen Wirkungen elektrischer Starkströme bei Unfällen, sowie die heutigen Wiederbelebungsmethoden und ihre Aussicht auf Erfolg.

Austin, A. O., Electrician **75**, 615, 1915. Insulator depreciation and effect on operation.

Austin, L. W., Elektrot. Ztschr. **36**, 403, 1915. (Ref. u. Journ. of the Am. Soc. of Naval Eng. 27, 345, 1915.) Das Marinelaboratorium für drahtlose Telegraphie der Vereinigten Staaten von Amerika.

Bellescize, H. de, La Lum. Él. Nr. 26, S. 29, 1915. Procédé d'élimination et des perturbations très amortics.

Bellini, E., Electrician 75, 776, 1915. Some details of the direction finder.

Benischke, Gustav, Elektrot. Ztschr. **36**, 396, 1915. Spannungswellen und Stromwellen in Hochspannungsprüfanlagen.

Biermanns, J., Arch. f. Electrot. **3**, 345, 1915. Der Schwingungskreis mit eisenhaltiger Induktivität.

Billieux, O., La Lum. Él. Nr. 32, S. 145, 169, 1915. Expressions analytiques de l'intensité d'un champ magnétique.

Boyer, Jacques, La Nature Nr. 2181, S. 47, 1915. La télégraphie sans fil avec un train en marche.

Burnand, W. E., Electrician **75**, 701, 1915. Some points in transformers.

Burstyn, W., Elster-Geitel-Festschrift S. 68, 1915. Die Verschlechterung der Löschwirkung eines Kondensators durch einen Vorschaltwiderstand.

Boutaric, A., La Lum. Él. Nr. 30, S. 121, 1915. Le téléphone instrument de mesure.

Clark, A. L., Electrician **75**, 557, 1915. Resistance of carbon contacts in the solid back telephone transmitter.

Curtis, Harvey L., Scientific Papers Bur. of Stand. Nr. 234, 1915. Insulating properties of solid dielectrics (vgl. auch Electrician **75**, 656, 692, 1915.)

Cortie, A. L., Nature (London) Nr. 2388, S. 618, 1915. The magnetic storm of June 17 and solar disturbances.

Czudnochowski, W. Biegon von, Verh. d. Phys. Ges. **17**, 305, 1915. Der Einfluß des relativen Ankergewichtes und des Teilungsverhältnisses der Feder eines Wagnerschen Hammers (gewöhnlichen Platinunterbrechers) auf die Primärstromausnutzung und die Funkenlänge des zugehörigen Induktoriums.

Duddell, W., Elektrot. Ztschr. **36**, 389, 1915. Die Arbeiten der Internationalen Kommission für drahtlose Telegraphie (Referat).

Droste, Freiherr von, Elektrot Ztschr. **36**, 401, 1915. Eine neue Minimalauslösung für Wechselstrom.

Ehrhardt, Maximilian, Ann. Phys. **47**, 809, 1915. Über elektrische Schwingungen in Luft und längs Drähten.

Elektrotechn. Ztschr. 36, 414, 1915. Die funkentelegraphische Verbindung zwischen England und Nordamerika.

Forest, Lee de, Electrician **75**, 559, 1915. Wireless telephony. (Polemik gegen die Marconi Co.) (Vgl. ebenda S. 672, H. J. Round).

Gumlich, E. s. Steinhaus, W.

Hansen, N., Prometheus Nr. 1346, S. 721, 1915. Englische Monopolbestrebungen in der drahtlosen Telegraphie.

Henry, Journal Télégraphique (Bern) Nr. 7, S. 145, 1915. L'amplification des courants de faible intensité.

Hering, Carl, Electrician **75**, 559, 1915. The laws of induction. (Vgl. Jahrb. Heft 1, Literatur bei Blondel.)

Howe, G. W. O., Electrician **75**, 662, 1915. Coupled oscillatory circuits and the system „A onde unique".

Hund, August, Electrician **75**, 780, 1915. Differential method for the determination of losses in coils.

Jones, E. Taylor, Phil. Mag. Nr. 176, S. 224, 1915. On the most effective primary capacity for induction-coils and Tesla-coils.

Kuhlmann, Karl, Bull. Schweiz. Elektrot. Verein Nr. 7, S. 114, 1915. Magnetische Streuung.

Kühn, Ludwig, Helios **21**, 469, 477, 488, 501, 1915. Theorie, Berechnung und Konstruktion eisengeschlossener Transformatoren für ungedämpften Hochfrequenzstrom.

Leimbach, Gotthelf, Physik. Ztschr. **16**, 265, 1915. Bemerkung zu der Entgegnung des Herrn Burstyn (vgl. ebenda S. 238). (Vgl. auch Elektrot. Ztschr. **36**, 406, 1915).

Mc Lachlan, N. W., Electrician **75**, 781, 1915. The magnetic behaviour of iron under alternating magnetisation of sinusoidal waveform.

Minton, John P., Electrician **75**, 579, 1915. An investigation of dielectric losses with the cathode ray tube.

Müller, Arthur, Elektrot. Ztschr. **36**, 418/419, 1915. Die günstigste Polform bei Hochfrequenzmaschinen. (Diskussion mit Karl Schmidt zu dessen Aufsatz ebenda S. 283).

Owen, D., Electrician **75**, 630, 1915. The measurement of self-induction: an alternate-current bridge.

Petersen, W., Elektrot. Ztschr. **36**, 383, 1915. Überspannungen mit der Betriebsfrequenz bei Leitungsbrüchen und einpoligen Schaltvorgängen.

Press, A., Electrician **75**, 585, 1915. Iron losses in transformer plate.

Rudge, W. A. Douglas, Electrician **75**, 622, 1915. On some sources of disturbance of the normal atmospheric potential gradient.

Schlichter, W., Ann. Phys. **47**, 573, 1915. Die spontane Elektronenemission glühender Metalle und das glühelektrische Element.

Siegl, Karl, Elektrot. Ztschr. **36**, 444, 1915. Ein neues System der elektrischen Zeitmessung.

Steinhaus, W. u. Gumlich, E., Verh. d. Phys. Ges. **17**, 271, 1915. Experimentelle Untersuchungen zur Theorie des Ferromagnetismus.

Thieme, B., Verh. d. Phys. Ges. **17**, 250, 1915. Über eine regulierbare Prismen-Vielfachfunkenstrecke.

Turner, L. B., Electrician **75**, 697, 1915. Wireless call devices.

Willows, S., Electrician **75**, 742, 1915. The theory of oscillation valves and gas relays.

Wirz, Emil, Bull. Schweiz. Elektrot. Verein Nr. 7, S. 121, 1915 u. Elektrot. Ztschr. **36**, 450, 1915. Überspannungserscheinungen bei Stromwandlern.

Wolf, W., Electrician **75**, 587, 1915. Quick excitation and suppression of remanence in electrical machines.

Zickler, K., Elektrot. Ztschr. **36**, 416, 1915. (Ref. ü. E. u. M. **31**, S. 737). Zur magnetischen Prüfung von Eisenblechen.

(Eingesandt 15. September 1915.)

Jahrbuch
der
drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 10. 1916. Heft 4.

Neue Meßmethode zur Bestimmung des logarithmischen Dekrements von Kondensatorschwingungen.

Von **August Hund.**

Das logarithmische Dekrement von Kondensatorschwingungen wird in den meisten Fällen mittelst der Resonanzmethode bestimmt. Dieses Verfahren beruht auf den Bjerknesschen Gleichungen und ist geeignet zur Messung des totalen Dekrements von ganzen Kreisen, vielfach auch von Einzelteilen, wie Kondensatoren und Spulen. Mittelst dieser Methode erhält man aus der Resonanzkurve zunächst die Summe der Dekremente des Oszillator- und des Resonatorkreises. Ist also ein Dekrement von der Größenordnung des Dekrements des Wellenmessers zu bestimmen, so ergibt sich das Resultat als Differenz zweier wenig verschiedener Größen. Die Messung wird in diesem Falle schwierig und ungenau, auch wenn es möglich ist, die Oszillatorschwingung durch Stoßerregung zu erzeugen. Aus diesem Grunde wurde von dem Verfasser eine von Herrn Prof. Dr. H. Hausrath vorgeschlagene Differentialmethode ausgearbeitet, mittelst welcher es möglich ist, selbst sehr kleine Dekremente von Kondensatorschwingungen bei Verwendung von gedämpften oder ungedämpften Schwingungen zu bestimmen. Der Umstand, daß bei der Differentialmethode nur zwei, bei der sonst üblichen Nullmethode (Wheatstonesche Brücke) dagegen vier Zweige abgeglichen werden müssen, gibt der ersteren unter den schwierigen Verhältnissen der Hochfrequenzschwingungen einen erheblichen Vorzug. Ein wesentlicher Vorteil der vorliegenden Methode besteht in der Verwendung einer Thermokreuzbrücke als Indikatoranordnung. Durch diese wird ein dem Nullstrom proportionaler Ausschlag erzielt, wodurch der gleiche Vorteil für Hochfrequenz erreicht wird, wie durch Verwendung des Telephons als Nullinstrument für hörbare Frequenzen.

Durch bestimmte Phaseneinstellung eines vom Hauptstromkreis gelieferten Hilfsstromes ist es möglich, das Indikatorinstrument nur auf die Widerstandsabgleichung, aber nicht auf die Kapazitäten der zu vergleichenden Widerstände reagieren zu lassen.

Die Beschreibung des Differentialtransformators.

Das Prinzip des verwendeten Differentialtransformators (Fig. 1) besteht darin, daß über einer Sekundärspule L_3 zwei einander gleiche, aber vom Strom im entgegengesetzten Sinn durchflossene Primärspulen, L_1 und L_2, angeordnet sind. Die beiden Wicklungen müssen immer denselben effektiven Widerstand, dieselbe wirksame Selbstinduktion,

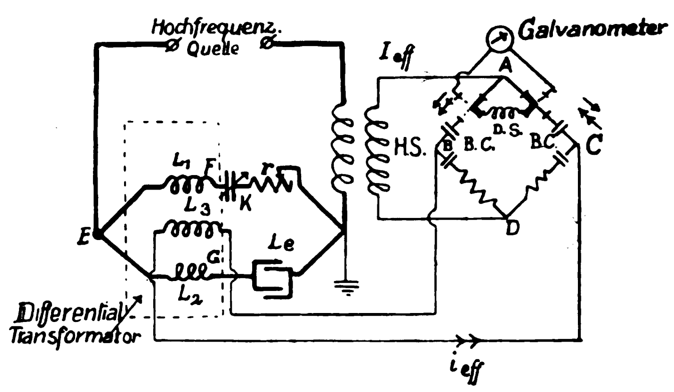


Fig. 1.

$B.C.$ = Blockkondensator
$D.S.$ = Drosselspule
$H.S.$ = Hauptstromtransformator
K = Lufttransformator
L_e = Leydnerflasche
L_1, L_2 = Primäre Spulen des Differentialtransformators
L_3 = Sekundäre Spule des Differentialtransformators

sowie gleich große gegenseitige Induktion in bezug auf die Sekundärwindungen haben. Dies wird am bequemsten durch bifilare Führung der beiden Primärwicklungen erreicht. Schaltet man also einen Wechselstrom auf zwei parallele Zweige, von denen jeder eine der beiden Primärwicklungen des Differentialtransformators enthält (Fig. 1), so wird in der Sekundärspule L_3 nur dann kein Strom fließen, wenn die Ströme in den beiden Verzweigungen in jedem Moment gleich stark sind und gleiche Phase haben. Durch Verwendung eines Transformators mit von 1 verschiedenen Übersetzungsverhältnis gewinnt man

den großen Vorteil, daß man das Versuchsobjekt mit einem Vielfachen desselben vergleichen kann. Dies ist ein nicht zu unterschätzender Vorzug bei Kapazitäts- und dielektrischen Verlustmessungen, wo man oft bei einem Kondensator mit festem Dielektrikum die Kapazität und den Leistungsfaktor aus praktischen Gründen nur mit einem bedeutend kleineren Luftkondensator bestimmen kann.

Für einwandfreie Messungen, insbesondere bei hoher Frequenz, ist ein symmetrischer Aufbau der Versuchsanordnung unbedingt erforderlich. Z. B. wird schon bei 1000 Perioden durch einen Widerstand von nur 0,01 Ohm in der Zuleitung bei einem 0,1 M.-F.-Kondensator eine Phasenverschiebung von rund 1″ erzeugt. Hauptsächlich aber wirken Zuleitungen durch ihre Selbstinduktionen und die kapazitiven Strömungen gegen andere Leiterteile im Bereich der schnellen Schwingungen recht störend. Derartige Fehlerquellen lassen sich beseitigen, wenn die Zuleitungen (Stromquelle-Differentialsystem, Differentialsystem Thermokreuzbrücke) in ca. 1 cm Abstand bifilar in einer geerdeten Metallröhre (z. B. Messing) angebracht werden.

Der vom Verfasser gebaute Differentialtransformator benutzt 6 spiralförmig aufgewickelte Primärwindungen. Der mittlere Windungsdurchmesser ist rund 150 mm. Diese geringe Windungszahl ist mit Rücksicht auf die Eigenverluste des Transformators durch Skineffekt vorgezogen. Um die Dämpfung dieser Windungen möglichst klein zu halten, ist ein aus 8 Litzen verflochtenes Band verwendet. Jede dieser Litzen besteht aus weiteren 48, unter sich mit Emaille isolierten, verdrillten Kupferdrähten von 0,07 mm Durchmesser. Um möglichst symmetrische Primärspulen zu erhalten, sind 6 Windungen dieses verflochtenen Bandes auf einen Holzzylinder aufgewickelt und je 4 Anfänge mit den Enden der übrigen 4 Litzenteile verlötet und zu einer gemeinsamen Klemme geführt, die in Fig. 1 mit E bezeichnet ist. Die restlichen 4 Anfänge und 4 Enden bilden je einen Anschluß für sich und sind in Fig. 1 als F und G zu erkennen. Daß ein ideal symmetrisches Primärsystem dadurch zu erreichen ist, ergab sich daraus, daß bei Vertauschung der beiden Wicklungen die gleiche Einstellung am Nullstromindikator entstand. Eine weitere Kontrolle wurde dadurch erreicht, daß beim Anlegen eines hochfrequenten Stromes an den Klemmen E und F-G kein Strom im Sekundärkreis zu bemerken war. Für die, direkt auf der Holzscheibe in einer Lage aufgewickelte, Sekundärspule ergaben 9 Windungen bei der einfachen Litze und einem Durchmesser von 135 mm gute Wirkung. Trotzdem ist es ratsam, die Anzahl der sekundären Windungen für eine bestimmte Indikator-

anordnung des Nullstromes zu berechnen.[1]) Zur Vermeidung der kapazitiven Störungen sind die Primärwindungen, je innen und außen, durch einen mit Emailledraht bewickelten Zylinder geschirmt. Diese 2 Hüllen sind längs einer Mantellinie blank geschabt, ein Kupferdraht aufgelötet und zur Erde verbunden. Um durch diese Hüllen das Differentialsystem nicht unnötig zu dämpfen, sind diametral zur geerdeten Mantellinie die Emailledrahtzylinder aufgeschnitten.

Die Anwendung des Differentialsystems zur Bestimmung des logarithmischen Dekrementes.

Vielfach sind die in der Hochfrequenztechnik verwendeten Kondensatoren unvollkommene, weisen somit Verluste auf, da der Kondensatorstrom um einen kleineren Winkel als 90 Grad der aufgedrückten elektromotorischen Kraft voreilt. Diese Abweichung des Winkels von 90 Grad ist in der Regel sehr klein, kann aber in manchen Fällen beträchtlichen dielektrischen Verlusten entsprechen.

Um sich ein Bild des Prinzips der vorliegenden Meßmethode machen zu können, wird zunächst auf die Figuren 2a und 2b verwiesen. In beiden Figuren bezeichne φ den Phasenunterschied von Strom und Kondensatorspannung. δ sei die Winkeldifferenz $(90-\varphi)$, d. h. der Verlustwinkel des Kondensators. Ferner bedeute C die Kapazität und ω das 2πfache der Periodenzahl.

Der Verlust im Dielektrikum ist somit

$$W = E \cdot I \cdot \cos\varphi = E \cdot I \sin\delta \approx E \cdot I \cdot \delta \tag{1}$$

Man kann nun den unvollkommenen Kondensator durch einen Luftkondensator ersetzen, dem ein Widerstand ϱ vorgeschaltet ist (Fig. 2a), oder durch einen Luftkondensator, dem ein Widerstand r parallel liegt (Fig. 2b). Streng genommen ist die Kapazität C in beiden Fällen nicht genau dieselbe, doch kann die Abweichung derselben in den praktisch vorkommenden Fällen vernachlässigt werden.[2]) Für die Serieschaltung gilt die Beziehung (Fig. 2a)

$$\operatorname{tg}\delta = \varrho \cdot \omega C \tag{2}$$

1) Siehe A. Hund, Arbeiten aus dem Elektrotechnischen Institut der Technischen Hochschule Karlsruhe, Vol. III, Springer, Berlin.

2) Näheres siehe: H. Hausrath, Differentialmethode zur Messung des effektiven Widerstandes und effektiven Kapazität für Wechselstrom in elektrolytischen Zellen, insbesondere Akkumulatoren. (Nernst-Festzeitschrift, 1912.)

Für die Parallelanordnung (Fig. 2b)

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{1}{\omega C r} \tag{3}$$

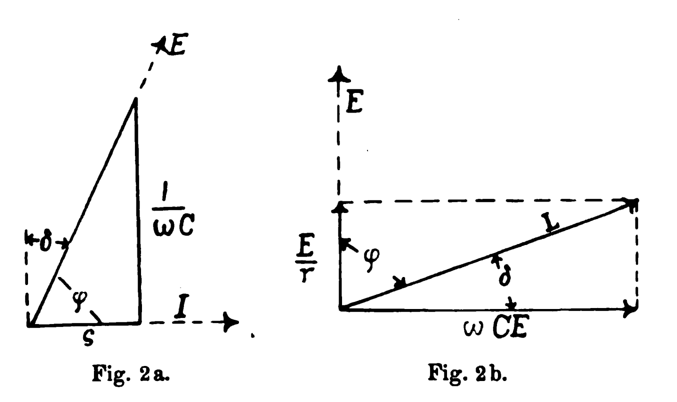


Fig. 2a. Fig. 2b.

Mit Rücksicht auf die interessanten Folgerungen, die aus den Bedingungen des abgeglichenen Differentialsystems gezogen werden können, sei hier eine analytische Ableitung gegeben. In Fig. 3 denke man sich zunächst in dem einen Differentialzweig die Verlustkapazität, etwa eine Leydnerflasche C_x, eingeschaltet. C_L stelle einen Luftkondensator dar, dessen Größe genau auf die Kapazität C_x einreguliert sei. Wie schon oben bemerkt wurde, ist nur dann ein Verschwinden der magnetischen Felder der beiden Primärspulen des Differentialtransformators zu erreichen, wenn die Ströme in den parallelen Zweigen des Differentialsystems (I_x und I_L) der Größe und Phase nach gleich sind. Dies ist bei Gleichheit der Kapazitäten und Widerstände erreicht. Wir ersetzen nun die mit Verlust behaftete Kapazität C_x durch eine verlustfreie Kapazität C_x' mit parallel geschaltetem Widerstand r_x. a_x sei der Widerstandsoperator des Zweiges mit der Kapazität C_x, a_L sei entsprechend derjenige des anderen Zweiges. Da beide Zweige gleich große Selbstinduktion (Primärspulen des Differentialtransformators) enthalten und nur die Gleichheit der Operatoren von Interesse ist, so sind in den Ausdrücken a_x und a_L nur

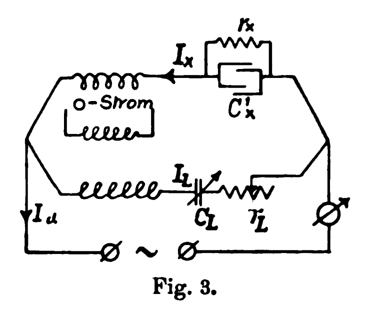


Fig. 3.

diejenigen Anteile zu verstehen, die vom Vergleichs- und Versuchsobjekt gebildet werden.

Es ist also

$$a_x = \frac{r_x \cdot \frac{1}{j\,\omega\, C_x'}}{r + \frac{1}{j\,\omega\, C_x'}} = \frac{r_x}{1 + j\,\omega\, C_x' \cdot r_x} \tag{4}$$

$$a_L = r_L + \frac{1}{j\,\omega\, C_L} \tag{5}$$

wenn $j = \sqrt{-1}$, die imaginäre Einheit.

Für abgeglichene Differentialschaltung wird, da die Ströme beider Zweige einander gleich

$$a_x = a_L$$

also

$$r_L + \frac{1}{j\,\omega\, C_L} = \frac{r_x}{1 + j\,\omega\, C_x' \cdot r_x} \tag{6}$$

$$r_L - \frac{j}{\omega\, C_L} = \frac{r_x(1 - j\,\omega\, C_x' r_x)}{1 + (\omega \cdot C_x' \cdot r_x)^2}$$

$$\frac{r_x - j\,\omega\, C_x' \cdot r_x^2}{1 + (\omega\, C_x' \cdot r_x)^2} + \frac{j}{\omega\, C_L} - r_L = 0$$

$$\left\{\frac{r_x}{1 + (\omega\, C_x' \cdot r_x)^2} - r_L\right\} + j\left\{\frac{1}{\omega\, C_L} - \frac{\omega\, C_x' \cdot r_x^2}{1 + (\omega\, C_x' \cdot r_x)^2}\right\} \tag{7}$$

Reeller und imaginärer Teil getrennt:

$$\frac{r_x}{1 + (\omega\, C_x' \cdot r_x)^2} = r_L \tag{8}$$

$$\frac{1}{\omega\, C_L} = \frac{\omega\, C_x' \cdot r_x^2}{1 + (\omega\, C_x' r_x)^2} \tag{9}$$

$$\omega \cdot C_L \cdot \omega\, C_x' \cdot r_x^2 = 1 + (\omega\, C_x' r_x)^2$$

$$C_L = \frac{1 + \omega^2\, C_x'^2 \cdot r_x^2}{\omega^2\, C_x' \cdot r_x^2} \tag{10}$$

Die Gleichungen (8) und (10) geben die Meßgrößen als Funktion der Ersatzkapazität C_x' und des Ersatzwiderstandes r_x des zu untersuchenden Kondensators. Es ergibt sich daraus, daß für jede Frequenz eine andere Einstellung nötig ist. Der dielektrische Verlust ist:

$$W = I_L^2 \cdot r_L \tag{11}$$

Ist E die Kondensatorspannung, so läßt sich der Verlust wie folgt ausdrücken:

$$W = \frac{E^2}{r_x} \tag{12}$$

(E bedeutet die effektive Spannung, I_L die effektive Stromstärke am Kondensator.)

Der fiktive Widerstand r_x leitet sich wie folgt ab: Durch Umformung der Gleichungen (8) und (10) erhält man:

$$r_L \cdot \omega^2 \cdot C_x'^2 \cdot r_x^2 = r_x - r_L$$

$$\omega^2 \cdot C_x'^2 \cdot r_x^2 = \omega^2 C_x' \cdot C_L \cdot r_x^2 - 1$$

Diese Gleichungen durcheinander dividiert, ergibt:

$$\omega^2 \cdot C_x' \cdot C_L \cdot r_L \cdot r_x = 1 \tag{13}$$

Hieraus C_x' in Gleichung (8) eingesetzt, ergibt:

$$r_x = \frac{1 + r_L^2 \cdot \omega^2 C_L^2}{r_L \cdot \omega^2 C_L^2} \tag{14}$$

Die Gleichung (12) geht somit über in

$$W = \frac{r_L \cdot \omega^2 \cdot C_L^2}{1 + r_L^2 \cdot \omega^2 C_L^2} \cdot E^2 \tag{15}$$

oder wegen Gleichung (13):

$$W = r_L \cdot \omega^2 \cdot C_L \cdot C_x' \cdot E^2 \tag{16}$$

Wenn die dielektrische Verlusteinstellung W genau dem Quadrat der Spannung proportional ist, so darf bei abgeglichener Differentialanordnung, konstanter Frequenz und bei Änderung von E das Glied r_L in Gleichung (11) bzw. der Faktor $\frac{r_L \cdot \omega^2 C_L^2}{1 + r_L^2 \omega^2 C_L^2}$ in Gleichung (15) sich nicht ändern. Dr. Monasch ist in einer Arbeit über dielektrische Verluste in Kabeln näher auf diesen Fall eingegangen [1]), aus welchem Grunde auf jene Arbeit verwiesen wird. Monasch benutzte eine von Prof. M. Wien vorgeschlagene Brückenmethode und eine der Gleichung (14) entsprechende Formel und berechnete die Änderung von r_L für den Fall, daß der Verlust der 2,1. Potenz von E proportional ist.

Nachdem das Prinzip der Differentialmethode beschrieben worden ist, wollen wir die in Betracht kommenden Nullstromanzeiger studieren. Hat man es nur mit Periodenzahlen bis ca. 5000 zu tun, so genügt

1) Diss. Danzig, 1906.

in den meisten Fällen das Hörtelephon, während für genauere Messungen das Vibrationsgalvanometer am Platze ist. Im Bereich der schnellen Schwingungen benutzt man am besten die Thermokreuzbrücke, die speziell für vorliegende Meßmethode ausgearbeitet wurde. Außerdem bildet die aperiodische Detektorschaltung bzw. Resonanzkreisanordnung und Baretterschaltung in vielen Fällen gute Indikatorsysteme. Die letzteren Anordnungen sind bekannte Schaltungen und sind deshalb hier nicht behandelt.

Die Thermokreuzbrücke beruht auf der Superposition zweier Ströme in zwei benachbarten Zweigen einer Brückenanordnung. Man denke sich in der Brückenanordnung der Fig. 1 in dem einen Zweigpaar zwei gleiche Thermokreuze. Die gestrichelten Linien sollen Manganin — die starken Konstantandrähtchen darstellen. Die Brücke sei so abgeglichen, daß die Widerstände r aller Zweige gleich groß (maximale Empfindlichkeit) sind und weder induktive noch kapazitive Wirkungen aufweisen. Liefert nun der Hauptstromtransformator *H. S.* den Strom $I_{\text{eff.}}$ und fließt der Brücke von der Sekundärspule des Differentialtransformators der gleichperiodische Strom $i_{\text{eff.}}$ zu, so ist die momentane Stromstärke im Zweige AB

$$\frac{I}{2} + \frac{i}{2}$$

und in AC

$$\frac{I}{2} - \frac{i}{2}$$

wenn I und i die Momentanwerte bedeuten. Die erzeugte Stromwärme in dem Zweige AB ist:

$$q_{AB} = \frac{1}{4189}\left(\frac{I+i}{2}\right)^2 \cdot r \,\text{Cal/sec} \tag{17}$$

und in AC

$$q_{AC} = \frac{1}{4189}\left(\frac{I-i}{2}\right)^2 \cdot r \,\text{Cal/sec} \tag{18}$$

q_{AB} und q_{AC} bewirken in den senkrecht zu den Brückenzweigen liegenden Thermoelementen die elektromotorischen Kräfte e_1 und e_2, die die entsprechenden Ströme i_1 und i_2 hervorrufen. Diese Elemente sind durch die Drosselspule *D. S.* die den hochfrequenten Strömen den Weg versperrt, einander entgegengeschaltet. Durch das Galvanometer fließt also der Strom

$$i_g = i_1 - i_2 \tag{19}$$

Die Ausdrücke für die Teilströme lauten:

$$\left.\begin{aligned} i_1 &= k \cdot r \left(\frac{I+i}{2}\right)^2 \\ i_2 &= k \cdot r \left(\frac{I-i}{2}\right)^2 \end{aligned}\right\} \quad (20)$$

worin k für ein bestimmtes Thermoelement als eine Konstante aufgefaßt werden kann. Der Galvanometerstrom ist also in einem beliebigen Augenblick

$$i_g = 2 \cdot k \cdot r \cdot I \cdot i = k' \cdot I \cdot i \quad (21)$$

Ist der Hauptstrom I konstant, so geht die Gleichung (21) über in

$$i_g = \text{konst} \cdot i \quad (22)$$

Gleichung (22) lehrt, daß bei konstantem Strom I der Galvanometerausschlag linear mit dem Nullstrom i zunimmt. Wir haben also eine Anordnung, die bei geeignetem Hauptstrom I das Entstehen des kleinsten Nullstromes i noch anzeigt, was gegenüber den Methoden, bei denen der Ausschlag des Galvanometers mit dem Quadrat der Stromstärke wächst, gerade bei sehr kleinen Nullströmen, ein nicht zu unterschätzender Vorteil ist. Bringt man die Thermoelemente noch in ein Vakuum oder benützt man die Hausrathschen Thermosäulen, so kann die Empfindlichkeit der Anordnung noch bedeutend gesteigert werden. Machen wir weiter die Annahme, daß der Hauptstom und Nullstrom nicht in Phase sind, so lauten die Stromgleichungen für Sinusform

$$\left.\begin{aligned} I &= I_{\max.} \sin \omega t \\ i &= i_{\max.} \sin (\omega t + \psi) \end{aligned}\right\} \quad (23)$$

In einem beliebigen Augenblick gilt also für den Galvanometerstrom

$$i_g = k' \cdot I_{\max.} \sin \omega t \cdot i_{\max.} \sin (\omega t + \psi) \quad (24)$$

Für den Mittelwert ergibt sich also

$$i_{g\,\text{mittel}} = k' \cdot \frac{1}{T} \int_0^T I_{\max.} \cdot i_{\max.} \sin \left(\frac{2\pi}{T} t + \psi\right) \sin \left(\frac{2\pi}{T} t\right) d t \quad (25)$$

durch Integration erhält man

$$i_{g\,\text{mittel}} = k' \cdot I_{\text{eff.}} \cdot i_{\text{eff.}} \cdot \cos \psi \quad (26)$$

und der Ausschlag des Galvanometers wird

$$\alpha = k'' \cdot I_{\text{eff.}} \cdot i_{\text{eff.}} \cdot \cos \psi \quad (27)$$

Die letzte Gleichung zeigt, daß bei konstantem Hauptstrom $I_{\text{eff.}}$ der Galvanometerausschlag proportional dem Produkt von Effektivwert des Nullstromes und dem Cosinus des Winkels, den der Hauptstrom mit dem Nullstrom bildet.

Die Phasenverschiebung des Nullstromes gegen den Hauptstrom hängt davon ab, in welcher Weise die Einstellung der Kapazität und des Widerstandes von der exakten Abgleichung abweicht. Maßgebend hierfür ist der Differenzstrom, der durch Superposition der beiden Differentialströme entstehend und den Nullstrom induzierend zu denken ist. Seine Phase ergibt sich durch Betrachtung der Fig. 4a und 4b. In denselben stellt $\overline{AB}$ die Watt- und $\overline{AC}$ die wattlose Komponente dar. $\overline{BC}$ ist somit der Vektor des resultierenden Stromes. Angenommen, für Fig. 4a seien die Widerstände genau aufeinander abgeglichen, dagegen die Stromphasen der beiden Differentialzweige etwas ungleich. Wir haben deshalb in der Figur die wattlose Komponente, um das Stück $\overline{AA'}$ zu verlängern bzw. zu verkürzen. $\overline{BB'}$ stellt dann die Stromdifferenz der resultierenden Stromstärke dar. $\overline{AA'}$ ist für die praktisch vorkommenden Fälle parallel $\overline{BB'}$, da die Reaktanz im Vergleich zur Resistanz immer sehr groß ist. Machen wir andererseits die Annahme, daß die Kapazitäten der Differentialzweige genau gleich sind, dagegen die Widerstandsabgleichung nicht vollkommen hergestellt, so geht das Stromdreieck der Fig. 4b über in $AB'C$. Wir lernen von den Diagrammen, daß in beiden Fällen Ströme in der Sekundärspule des Differentialtransformators induziert werden, die praktisch 90 Grad gegeneinander verschoben sind. Man kann also durch geeignete Wahl der Hauptstromphase eine Abgleichung so erhalten, daß das Indikatorinstrument der Thermokreuzbrücke entweder nur auf die Kapazitäts- bzw. dielektrische Verlustabgleichung reagiert.

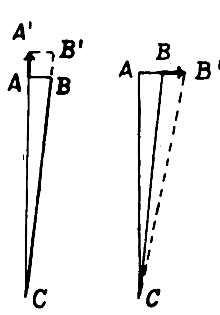


Fig. 4a. Fig. 4b.

Mittelst dieser Methode hat der Verfasser den Dämpfungsbeitrag mehrerer unvollkommener Kondensatoren untersucht. Um sich einen Begriff der Versuche machen zu können, sind in Tabelle 1 die logarithmischen Dekremente für verschiedene Wellenlängen ausgerechnet. Als Versuchsobjekt diente eine Leydnerflasche. Die Tabelle beweist, daß das logarithmische Dekrement für gleich große spezifische Belastung des Isolationsmaterials von der Wellenlänge unabhängig ist. Die Messungen, welche vom Verfasser ausgeführt wurden, lehren, daß das

Tabelle 1.

Wellenlänge λ in m	Widerstand r (Fig. 1) in Ω	Logarithmisch. Dekrement $dc = \frac{599 \cdot 99 \cdot C \text{ M.F.} \cdot r\Omega}{\lambda^m}$	Konstante Größen
320	·255	·00918	Kondensatorstrom = 0,0045 Amp.
347	·279	·00925	C = 0,00192 M.F.
365	·289	·00911	
390	·31	·00914	
411	·326	·00912	
435	·348	·0092	
450	·361	·009225.	
465	·371	·009175	
471	·381	·0093	
493	·397	·00927	
507	·401	·0091	
535	·425	·00915	
551	·438	·00914	
575	·46	·00921	
590	·471	·00919	
600	·48	·0092	
612	·491	·00924	
625	·497	·00915	
640	·515	·00926	

logarithmische Dekrement eines Kondensators für gleiche spezifische Beanspruchung des Dielektrikums für alle Periodenzahlen der schnellen Schwingungen eine Konstante ist.

Im Bereich kleiner Kondensatorstromstärken bis ca. 0,5 Ampères scheint der gedachte Verlustwiderstand für ein und dieselbe Frequenz ebenfalls konstant zu sein, so daß bei Empfangskreisen der Stationen der drahtlosen Telegraphie, wo in der Regel nur wenig Energie ausschwingt, das Dekrement eines bestimmten Verlustkondensators für alle auftretenden Schwingungen als konstant angesehen werden darf.

Zum Schlusse ist es mir eine angenehme Pflicht, Herrn Prof. Dr. Hausrath für die freundliche Anregung zu dieser Arbeit und mannigfaltigen Ratschläge verbindlichst zu danken.

(Eingesandt 10. Mai 1915.)

Adresse des Autors: Post Office Box 210. San Francisco, Calif. U. S. A.

Ein direkt anzeigender Dekrement- und Wellenmesser.

Von **Frederick A. Kolster.**[1])

Die Gesetze der Vereinigten Staaten betreffend die Übermittelung von Nachrichten auf drahtlosem Wege bestimmen u. a., daß in allen Stationen das logarithmische Dekrement bei einer ganzen Schwingung der seitens des Senders ausgesandten Wellenzüge 0,2 nicht überschreiten soll, es sei denn, daß es sich um die Abgabe von Notsignalen oder hierauf bezüglichen Mitteilungen handelt.

Die Bedeutung der Verordnung liegt in folgendem: Wenn seitens einer drahtlosen Sendestation dauernde Schwingungen von einer einzigen Schwingungszahl ausgesandt werden, so kann man an den Empfangsstationen selektivere Empfangsapparate verwenden, die eine scharfe Abstimmung gestatten und demzufolge eine Herabsetzung der Störungen auf ein Mindestmaß ermöglichen, welche seitens anderer Stationen verursacht werden als jener, mit der man in Verkehr zu treten wünscht.

Wenn man die raschen Fortschritte voll ausnutzt, die in wissenschaftlicher und technischer Hinsicht in den Verfahren zur drahtlosen Nachrichtenübermittelung gemacht worden sind, so ist es durchaus nicht schwierig, diese Forderung zu erfüllen. Es ist in der Tat nicht nur ausführbar, sondern auch wünschenswert, sich durchaus innerhalb dieses Grenzwertes von 0,2 zu halten.

Der Zweck dieser Mitteilung ist die Beschreibung eines neuen unmittelbar ablesbaren Instrumentes zur Messung von logarithmischen Dekrementen und Wellenlängen. Dieser Apparat ist vor etwa zwei Jahren eigens für die Zwecke des drahtlosen Aufsichtsdienstes der Handelsabteilung des Bureau of Navigation ersonnen worden und ist seither vom Kriegs- und vom Marineministerium angenommen worden.

Allgemeine Theorie.

Wir wollen annehmen, daß in dem primären zweier miteinander gekoppelter Schwingungskreise gedämpfte elektrische Schwingungen vom Dekrement δ_1, dem natürlichen log. Dekrement des Primärkreises bestehen. Das natürliche log. Dekrement des Sekundärkreises ist δ_2. Wenn der Sekundärkreis so abgestimmt ist, daß die seitens des Primärkreises

1) Vorgetragen in der Sitzung des Institute of Radio Engineers zu Washington am 5. Februar 1914 (vgl. Proceedings dieses Instituts Nr. 1, S. 29, 1915). Diese Arbeit stützt sich auf eine Veröffentlichung im Bulletin of the Bureau of Standards, 11 (Scientific Paper 235).

in ihm erregte Stromstärke einen Höchstwert hat, soll, wie wir annehmen wollen, seine Kapazität C_r und die Stromstärke in ihm I_r sein. Ändert man die sekundäre Kapazität zu einem neuen Werte C, so sinkt die Stromstärke auf einen Wert I. Wie Bjerknes gezeigt hat, wird die Summe des primären und des sekundären Dekrementes durch die Gleichung

$$\delta_1 + \delta_2 = \pi \frac{C_r - C}{C} \sqrt{\frac{I^2}{I_r^2 - I^2}}$$

gegeben.

Die Bedingungen, unter denen man diese Formel mit hinreichender Genauigkeit anwenden kann, sind folgende:

1. daß $\delta_1 + \delta_2$ klein gegenüber 2π ist;
2. daß $\frac{C_r - C}{C}$ klein gegenüber 1 ist;
3. daß der Koppelungsgrad zwischen den Schwingungskreisen klein ist.

Wir wollen annehmen, es sei verlangt, das logarithmische Dekrement der Schwingungen in dem Luftleiterkreise einer drahtlosen Sende-

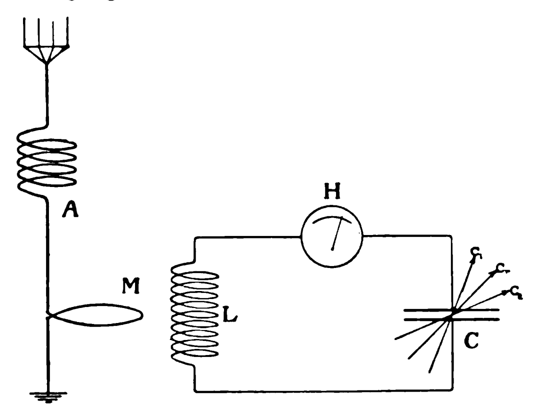


Fig. 1.
Lose mit dem Antennenkreis eines Senders gekoppelter Dekremeterkreis.

station zu bestimmen, wie sie in Fig. 1 gekennzeichnet ist. Ein Schwingungskreis, der eine Selbstinduktion L, einen geeichten veränderlichen Kondensator C und ein empfindliches Hitzdrahtinstrument H von geringem Widerstande enthält, ist mit dem Luftleiter- oder Antennenkreise A sehr lose gekoppelt. Man liest die Angaben des Hitzdrahtinstrumentes, die dem Quadrate der Stromstärke in dem Kreise proportional sind, für verschiedene Werte der Kapazität C zu beiden

Seiten des Resonanzwertes C_r ab. Trägt man diese Ablesungen als Funktion der Kapazität auf, so erhält man eine Resonanzkurve nach Art der Fig. 2 und kann dann nach einer der nachstehenden Formeln[1]) die Summe der logarithmischen Dekremente δ_1 und δ_2 erhalten.

$$\delta_1 + \delta_2 = \pi \frac{C_r - C_1}{C_1} \sqrt{\frac{I^2}{I_r^2 - I^2}},$$

$$\delta_1 + \delta_2 = \pi \frac{C_2 - C_r}{C_2} \sqrt{\frac{I^2}{I_r^2 - I^2}},$$

$$\delta_1 + \delta_2 = \pi \frac{C_2 - C_1}{C_2 + C_1} \sqrt{\frac{I^2}{I_r^2 - I^2}}.$$

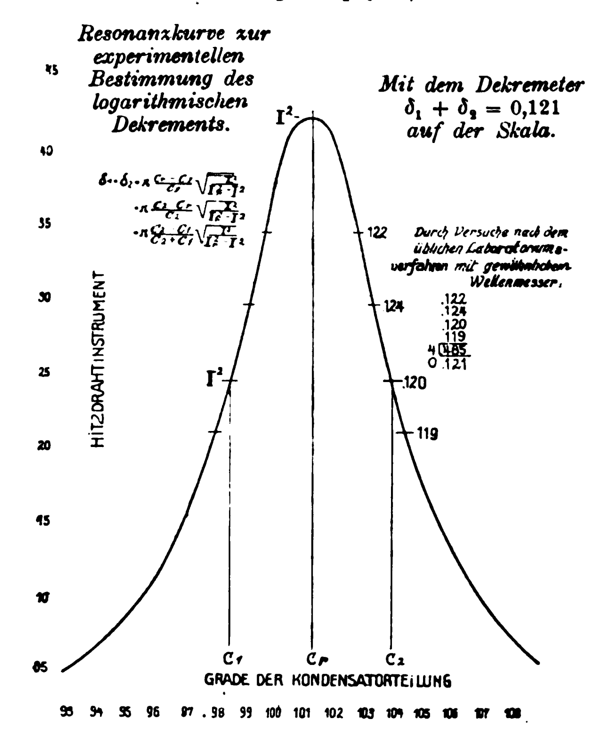


Fig. 2. Resonanzkurve zur experimentellen Bestimmung des logarithmischen Dekrements.

1) In der Praxis erweist es sich als zulässig, die Kapazität von C_r in der Weise in C_1 zu verwandeln, daß $I^2 = {}^1/_2\, I_r^2$ wird. Dadurch wird dann der Ausdruck unter dem Wurzelzeichen gleich 1.

Ist das Dekrement δ_2 des Meßkreises zuvor bestimmt worden, so erhält man ohne Weiteres das Dekrement δ_1 des zu untersuchenden Luftleiterkreises.

Wenngleich die Messung des logarithmischen Dekrementes nach dem soeben angedeuteten Verfahren verhältnismäßig einfach zu sein scheint, muß man doch, um einigermaßen zuverlässige und genaue Ergebnisse zu erhalten, die Beobachtungen recht genau anstellen, man muß die Resonanzkurve in großem Maßstabe zeichnen und für mehrere Punkte der Kurve Rechnungen anstellen. Tatsächlich kann man nur mit Hilfsmitteln, wie sie im Laboratorium zur Verfügung stehen, befriedigende Messungsergebnisse erhalten.

Das Instrument, dessen Beschreibung die vorliegende Arbeit gewidmet ist, wurde zu dem Zwecke gebaut, die Arbeit bei der Dekrementmessung zu erleichtern und trotzdem eine so hohe Genauigkeit zu ermöglichen, wie man solche bei dem üblichen Laboratoriumsverfahren erwarten kann. Diese Anforderungen sind besonders wichtig für die Zwecke des Überwachungsdienstes des Bureau of Navigation in Befolgung der Gesetze für die drahtlose Nachrichtenübermittelung. Beispielsweise muß die Prüfung einer drahtlosen Station an Bord eines Schiffes rasch und in vielen Fällen unter sehr ungünstigen Bedingungen ausgeführt werden.

In Fig. 2 ist eine typische Resonanzkurve gezeichnet und die Aufgabe, das logarithmische Dekrement nach dem alten Verfahren zu ermitteln, angedeutet. Mit Hilfe des direkt anzeigenden Instrumentes erhält man in sehr viel kürzerer Zeit identische Ergebnisse.

Theorie des Instrumentes.

Die beweglichen Platten oder Flächen des gewöhnlichen veränderlichen Drehplattenkondensators, wie er allgemein im Gebrauch ist, haben eine solche Gestalt, daß man bei gleicher Winkelverschiebung dieser Flächen aus der Stellung der Mindestkapazität zu jener der Höchstkapazität eine annähernd geradlinige Änderung der Kapazität erhält. Offenbar wird daher bei einer gegebenen Verschiebung der Platten die prozentige Änderung der Kapazität $\frac{\Delta C}{C}$ nicht gleich der Änderung bei einer gleich großen Verschiebung der Platten an irgendeiner anderen Stelle sein.

Wenn die Möglichkeit gegeben sein soll, einen veränderlichen Kondensator mit einer einzigen von vornherein bestimmten Skala zu versehen, die innerhalb des ganzen Kapazitätsbereiches des Kondensators Werte für das logarithmische Dekrement liefert, die verschiedenen

prozentigen Änderungen der Kapazität entsprechen, wie sie durch die Bjerknessche Formel

$$\delta_1 + \delta_2 = \pi \frac{C_r - C}{C}$$

für $I^2 = \frac{1}{2} I_r^2$ definiert sind, dann muß sich bei gleicher Verschiebung der beweglichen Platten die Kapazität so ändern, daß an irgendeiner Stelle von der Ausgangsstellung der Platten bis zu ihrer Endstellung

$$\frac{C_r - C}{C} = \frac{\Delta C}{C} = \text{konst.}$$

ist.

Sonach läuft die Aufgabe, ein direkt anzeigendes Instrument zur Messung von Dekrementen zu konstruieren, in der Hauptsache darauf hinaus, die geeignete Gestalt der Platten oder Flächen des Kondensators zu bestimmen, um eine derartig veränderliche Kapazität zu erhalten, daß bei jeder gegebenen Verschiebung der Wert von $\frac{\Delta C}{C}$ innerhalb des ganzen Beweglichkeitsbereiches der beweglichen Flächen konstant wird.

Es muß, mit anderen Worten, für eine Verschiebung ΔX in Fig. 3

$$\frac{C_2 - C_1}{C_1} = \frac{C_3 - C_2}{C_2} = \frac{C_4 - C_3}{C_3} = \ldots\ldots \frac{C_n - C_{n-1}}{C_{n-1}}$$

sein. Wenn aber

$$\frac{C_2 - C_1}{C_1} = \frac{C_3 - C_2}{C_2}$$

ist, so ist

$$C_2^{\,2} = C_1 C_3$$

oder

$$C_2 = \sqrt{C_1 C_3}$$

und entsprechend

$$C_3 = \sqrt{C_2 C_4},$$

oder

$$C_n = \sqrt{C_{n-1} C_{n+1}}.$$

Fig. 3. Nach dem Gesetz der geometrischen Progression veränderliche Kapazität.

Wie ersichtlich, muß sich also die Kapazität des veränderlichen Kondensators nach dem Gesetz der geometrischen Progression ändern,

und es ist nunmehr leicht, die Gleichung für den Zusammenhang zwischen dem Werte der Kapazität und der Stellung der beweglichen Platten aufzustellen. Da nämlich die Kurve für die Kapazität dem Gesetz der geometrischen Progression gehorchen muß, erhalten wir folgende Beziehung (s. Fig. 4):

bei $x = 0$ sei $C_0 = a K^0 = a$

dann ist:

$$
\begin{array}{lll}
\text{bei } x = 1 & & C_1 = a K^1 \\
\text{„ } x = 2 & & C_2 = a K^2 \\
\text{„ } x = 3 & & C_3 = a K^3 \\
\vdots & & \vdots \\
\text{bei } x = n & & C_n = a K^n
\end{array}
$$

oder allgemein:

$$C = a K^x \qquad (1)$$

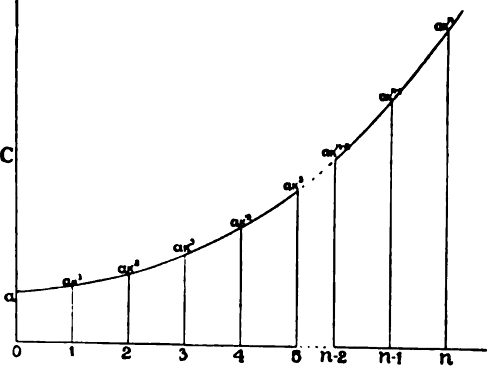


Fig. 4. Geometrische Progression.

Diese Gleichung ist der oben abgeleiteten gleichwertig.[1])

Konstruktion des Kondensators.

Da die Kapazität eines Kondensators der wirksamen Oberfläche direkt proportional ist, können wir unter Vernachlässigung der Randwirkung schreiben:

$$A = b\, e^{m\Theta},$$

wo A der Inhalt der wirksamen Fläche der beweglichen Platte und Θ der Verschiebungswinkel ist.

Betrachten wir nun die Fig. 5, so können wir die tatsächliche Gestalt der beweglichen Platte bestimmen.

---

1) Das Gesetz hätte sich auf direkterem Wege folgendermaßen ableiten lassen: Die Grundbedingung für den Kondensator kann man schreiben als:

$$\frac{d\,C}{C} = n\, d\,x; \qquad (2)$$

folglich:

$$\log C = n\,x + h$$

und

$$C = e^{n\,x + h} = a\, e^{n\,x}.$$

Für den Fall eines Drehkondensators ist, wenn Θ der Verschiebungswinkel in Graden ist,

$$C = a\, e^{m\,\Theta}. \qquad (3)$$

Nach Analogie mit Gleichung (2) ist:

$$\frac{dA}{A} = m\,d\Theta,$$

oder

$$dA = b\,m\,e^{m\Theta}\,d\Theta;$$

es ist aber

$$dA = {}^1/_2(\varrho^2 - r^2)\,d\Theta.$$

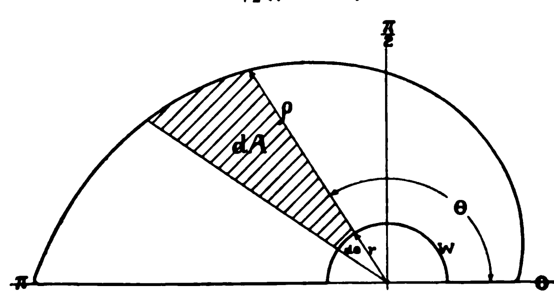


Fig. 5. Gestalt einer Drehkondensatorplatte.

Hier ist ϱ der Abstand vom Mittelpunkte 0 der einschließenden Kurve der Platte, oder der Radius Vektor, und r der Halbmesser des kleinen kreisförmigen Raumes, den die Trennungsscheiben zwischen den Platten einnehmen. Danach ist

$$^1/_2\,\varrho^2 - {}^1/_2\,r^2 = b\,m\,e^{m\Theta}$$

und

$$\varrho = \sqrt{2\,b\,m\,e^{m\Theta} + r^2}$$

b und m sind Konstanten, welche den Mindestwert und den Höchstwert des Kondensators bestimmen, die anzuwenden sind. Wenn wir nun diese Konstanten für unsere besonderen Anforderungen passend gewählt haben, können wir ohne weiteres die Größe und die Gestalt unserer Platten bestimmen und einen Kondensator konstruieren, dessen Kapazität sich nach dem Gesetze der geometrischen Progression ändern wird.

Fig. 6 zeigt die feststehenden und die drehbaren Platten des Kondensators. Die feststehenden Platten sind der Bequemlichkeit halber halbkreisförmig gemacht worden.

Die Gleichungen (1) und (3) sind miteinander identisch, und wir können schreiben:

$$K^x = e^{m\Theta}$$

oder

$$x \log K = m\,\Theta,$$

folglich

$$m = \frac{x \log K}{\Theta}.$$

Nehmen wir an, daß für

$$x = 1$$
$$\Theta = 180^0$$

sei, dann ist

$$x = \frac{\Theta}{180}$$

und

$$m = \frac{\log K}{180},$$

mithin

$$C = a\,e^{\frac{\log K}{180}\Theta};$$

für $\Theta = 0$ ist

$$C_0 = a;$$

für $\Theta = 180^0$ ist

$$C_{180} = a K.$$

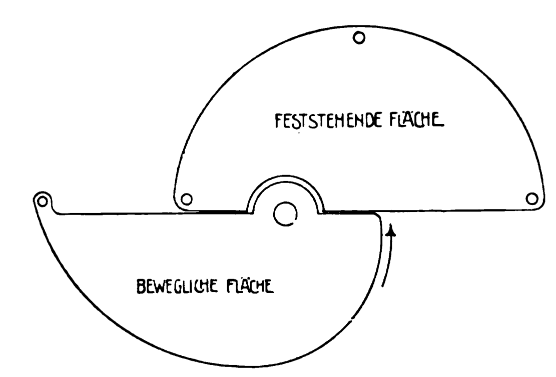


Fig. 6. Feststehende und bewegliche Fläche.

Mithin wird das Verhältnis zwischen Höchst- und Mindestkapazität:

$$\frac{C_{180}}{C_0} = K$$

Um das Verhältnis K zu erhalten, das als für unsere besonderen Bedürfnisse geeignet gewählt worden ist, wird ein fester Kondensator mit dem Drehkondensator parallel geschaltet. Die Kapazität dieses festen Kondensators wird experimentell bestimmt.

Ein gemäß der im vorstehenden gegebenen Theorie konstruierter Drehkondensator, zu dem eine feste Kapazität parallel geschaltet ist, welch letztere so gewählt ist, daß sich das gewünschte Verhältnis zwischen Höchst- und Mindestkapazität der Kondensatorkombination ergibt, liefert eine Eichkurve, die mit den theoretischen Werten genau in Einklang steht.

Bestimmung der Dekrementskala.

Da sich die Kapazität des in dem Instrumente zu verwendenden Kondensators nach dem Gesetze der geometrischen Progression ändert, so bleibt, wie dargetan, das Glied $\frac{C_r - C}{C}$ in der Formel

$$\delta_1 + \delta_2 = \pi \frac{C_r - C}{C} \sqrt{\frac{I^2}{I_r^2 - I^2}} = \pi \frac{C_r - C}{C}$$

für $$I^2 = {}^1/_2 I_r^2$$

für jede gegebene Winkelverschiebung der drehbaren Platten innerhalb des ganzen Bewegungsbereiches von 0^0 bis 180^0 konstant.

Um also eine Skala im voraus zu bestimmen, die man an dem Drehkondensator befestigen kann, und die den Wert von $\delta_1 + \delta_2$ für verschiedene Verschiebungen der drehbaren Platten unmittelbar angibt, stellt man die folgenden Rechnungen an.

Erster Fall:

$$\delta_1 + \delta_2 = \pi \frac{C_r - C_1}{C_1}$$

wo C_r der Wert der Kapazität bei Resonanz und C_1 ein kleinerer Wert der Kapazität ist, für den sich das Quadrat der Stromstärke auf die Hälfte seines Wertes bei vollkommener Resonanz erniedrigt.

Da C_r proportional $e^{m\Theta_r}$ ist und C_1 proportional $e^{m\Theta_1}$, können wir schreiben:

$$\delta_1 + \delta_2 = \pi \frac{e^{m\Theta_r} - e^{m\Theta_1}}{e^{\Theta_1}} = \pi\left(e^{m(\Theta_r - \Theta_1)} - 1\right).$$

Es sei der Einfachheit halber:

$$\delta = \delta_1 + \delta_2;$$

dann ist:

$$e^{m(\Theta_r - \Theta_1)} = \frac{\delta}{\pi} + 1 = \frac{\delta + \pi}{\pi}$$

und

$$\Theta_r - \Theta_1 = \frac{1}{m} \log \frac{\delta + \pi}{\pi}.$$

Der Verschiebungswinkel $\Delta\Theta = \Theta_r - \Theta_1$ läßt sich daher für verschiedene Werte $\delta = \delta_1 + \delta_2$ unmittelbar berechnen. m ist, wie bisher, eine Konstante, die von dem Verhältnis zwischen Höchst- und Mindestkapazität des Kondensators abhängt, und ist gleich $\frac{\log K}{180}$, wenn K das genannte Verhältnis bezeichnet.

Zweiter Fall:

$$\delta_1 + \delta_2 = \pi \frac{C_2 - C_r}{C_2},$$

wo C_r wiederum der Wert der Kapazität bei vollkommener Reosnanz ist und C_2 eine größere Kapazität, deren Wert so bemessen ist, daß

sich das Quadrat der Stromstärke auf die Hälfte seines Wertes bei vollkommener Resonanz erniedrigt.

Da C_2 proportional $e^{m\Theta_2}$ und C_r proportional $e^{m\Theta_r}$ ist, so ist:

$$\delta = \delta_1 + \delta_2 = \pi \frac{e^{m\Theta_2} - e^{m\Theta_r}}{e^{m\Theta_2}} = \pi \left(1 - \frac{e^{m\Theta_r}}{e^{m\Theta_2}}\right);$$

folglich:

$$e^{m(\Theta_2 - \Theta_r)} = \frac{\pi}{\pi - \delta}$$

und:

$$\Theta_2 - \Theta_r = \frac{1}{m} \log \frac{\pi}{\pi - \delta}.$$

Mithin läßt sich auch hier wieder der Verschiebungswinkel $\Delta\Theta = \Theta_2 - \Theta_r$ für verschiedene Werte von $\delta = \delta_1 + \delta_2$ leicht berechnen.

Für den vorliegenden Sonderfall habe ich nachstehend die folgenden Winkel und die zugehörigen berechneten Dekremente zusammengestellt:

$\delta_1 + \delta_2$	Fall I. Verkleinerung der Kapazität von der Resonanzstellung aus: $\Theta_r - \Theta_1$	Fall II. Vergrößerung der Kapazität von der Resonanzstellung aus: $\Theta_2 - \Theta_r$
0,05	1,292°	1,313°
0,10	2,564	2,650
0,15	3,821	4,008
0,20	5,055	5,389
0,25	6,272	6,793
0,30	7,472	8,222

Es muß betont werden, daß die Formel

$$\delta_1 + \delta_2 = \pi \frac{C_r - C}{C} \sqrt{\frac{I^2}{I_r^2 - I^2}}$$

auf die Fälle, in denen $\delta_1 + \delta_2$ groß gegenüber 2π und $\frac{C_r - C}{C}$ groß gegenüber 1 ist, nicht streng anwendbar ist.

Für den Fall $\delta_1 + \delta_2 = 0,2$ wird die Formel für praktische Zwecke noch mit ziemlicher Genauigkeit anwendbar sein. In der vorstehenden Tabelle ist die Berechnung für Werte von $\delta_1 + \delta_2$ bis zu 0,3 hinauf durchgeführt worden, aber man sollte das Verfahren und die Formel lieber nicht auf Werte von $\delta_1 + \delta_2$ über 0,2 hinaus anwenden.

Wie man bemerken wird, sind die in vorstehender Tabelle angeführten Winkel sehr klein, und die Skala würde, wenn wir sie unmittelbar an der Achse des Kondensators anbringen wollten, überaus kurz und schwer ablesbar werden.

Um die Skala weiter auseinander zu ziehen, wird sie mit der Kondensatorachse durch eine Zahnradübertragung mit einem Übersetzungsverhältnis von 6 : 1 verbunden, wie dies aus Fig. 7 ersichtlich wird.

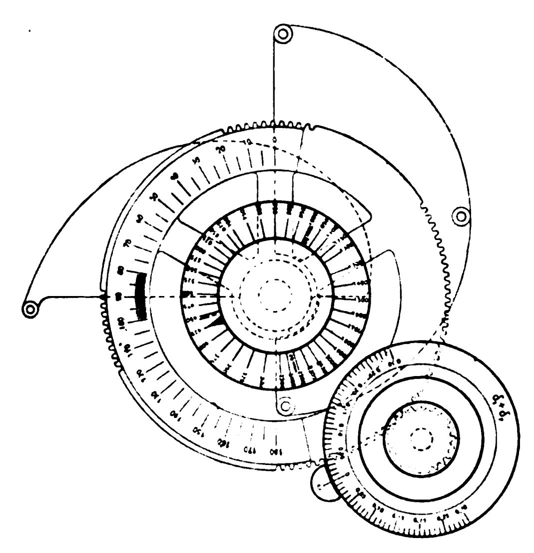


Fig. 7. Veränderlicher Kondensator. Die Figur zeigt die mechanische Befestigung der Zahnräder und Teilungen.

Des Weiteren werden die Ablesungen des Dekrementes in der Weise ausgeführt, daß sie die beiden durch die Fälle I und II gekennzeichneten Messungen gleichzeitig umfassen. Der Verschiebungswinkel ist dann die Summe der in der Tabelle unter den beiden Fällen aufgeführten Winkel:

$$\varDelta\,\Theta = \Theta_2 - \Theta_r + \Theta_r - \Theta_1 = \Theta_2 - \Theta_1 \,.$$

Den Wert dieses Winkels $\varDelta\,\Theta = \Theta_2 - \Theta_1$ hätten wir ohne weiteres aus der Formel

$$\delta_1 + \delta_2 = \pi \frac{C_2 - C_1}{C_2 + C_1}$$

berechnen können. Da nämlich C_2 proportional $e^{m\,\Theta_2}$ und C_1 proportional $e^{m\,\Theta_1}$ ist, so erhalten wir, wenn wir das in den Fällen I und II angewandte Verfahren durchführen,

$$\Theta_2 - \Theta_1 = \frac{1}{m} \log \frac{\pi + \delta}{\pi - \delta} \cdot$$

Die endgültige Teilung der Dekrementenskala erhält man durch Multiplikation von $\Theta_2 - \Theta_1$ mit dem Übersetzungsverhältnis 6, wie dies in der nachfolgenden Tabelle geschehen ist.

$\delta_1 + \delta_2$	$\Theta_2 - \Theta_1$	$(\Theta_2 - \Theta_1) \cdot 6$
0	0	0
0,05	2,605°	15,63°
0,10	5,214	31,28
0,15	7,830	46,98
0,20	10,444	62,70
0,25	13,065	78,39
0,30	15,694	94,20

Die Dekrementskala ist im Einklang mit der Tabelle rechts und links vom Nullpunkte aufgetragen.

Die Messung des logarithmischen Dekrementes.

Betrachten wir nun die Fig. 8, so wird die Messung des logarithmischen Dekrementes folgendermaßen ausgeführt:

Der Drehkondensator wird zunächst auf die Stellung vollkommener Resonanz eingestellt. Diese wird durch den größten Ausschlag des empfindlichen Hitzdrahtinstrumentes angezeigt, dessen Skalenangaben dem Quadrate der Stromstärke proportional sind. Diesen größten Ausschlag vermindert man nun durch Verkleinerung oder Vergrößerung der Kapazität des Drehkondensators auf die Hälfte seines Wertes. Dann stellt man die Dekrementskala, die sich unabhängig drehen läßt, auf Null ein und klemmt sie fest, so daß sie sich bei einer erneuten Drehung des Kondensators mit dreht.

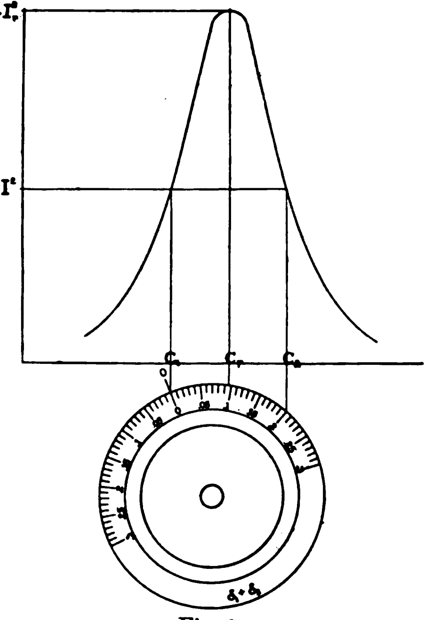


Fig. 8.
Diagramm für die Beziehung zwischen Dekrementskala und Resonanzkurve.

Nunmehr geht man von der Nullstellung des Hitzdrahtinstrumentes aus, in welcher man die Hälfte des Höchstausschlages abliest, und verändert den Kondensator stetig in einer

und derselben Richtung, bis der Zeiger des Hitzdrahtinstrumentes einen ganzen Hinundhergang von einem Halbwertausschlag bis zum Höchstausschlag und wieder zurück zum Halbwertausschlag zurückgelegt hat. Dann gibt die Ablesung auf der Skala, die jetzt auf der anderen Seite des Nullpunktes steht, den Wert von $\delta_1 + \delta_2$ an, wenn δ_1 das Dekrement des zu untersuchenden Schwingunskreises und δ_2 das bekannte Dekrement des Instrumentes ist.

Eine Betrachtung der Fig. 7 wird dartun, daß es wünschenswert ist, die Nulleinstellung auf der Dekrementskala an der Stelle des Halbausschlages vorzunehmen, und auch die Endablesung an der Stelle des Halbausschlages zu machen, weil an diesen Stellen die Resonanzkurve steil verläuft, und infolgedessen die Einstellungen scharf bestimmt und leicht ausführbar sind. Im Zusammenhange hiermit ist zu beachten, daß die Formel

$$\delta_1 + \delta_2 = \pi \frac{C_2 - C_1}{C_2 + C_1}$$

den Resonanzwert C_r der Kapazität nicht enthält, sondern nur jene Werte an den Stellen des Halbwertausschlages, wo die Neigung der Resonanzkurve steil ist. Diese Formel ist daher für die Anwendung die bequemste, und infolgedessen wird das Dekremeter im Anschluß an sie benutzt.

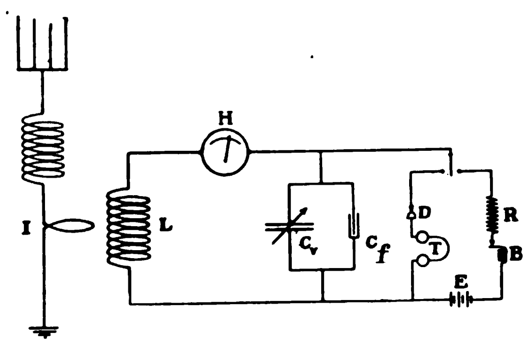


Fig. 9. Schaltungsschema.

In Fig. 9 ist ein Schema des Schwingunskreises abgebildet. *I* ist eine Spule mit einer einzigen Windung, die in den zu untersuchenden Schwingungskreis, etwa in den Luftleiterkreis einer drahtlosen Sendestation, eingeschaltet werden kann. Die Selbstinduktion dieser Spule ist in der Mehrzahl der praktisch vorkommenden Fälle klein im Vergleich zu der gesamten Selbstinduktion des zu untersuchenden Kreises und wird daher die Abstimmung nicht beeinflussen.

Die Spule L ist die Selbstinduktion des Dekremeterkreises und ist so angeordnet, daß sich die gegenseitige Induktion zwischen ihr und der Spule I leicht verändern läßt. Es ist sehr wesentlich, daß der Koppelungsgrad zwischen dem zu untersuchenden Kreise und dem Dekremeterkreise klein ist.

C_v ist der veränderliche Kondensator, an dem die Dekrementskala durch Zahnradübertragung befestigt ist. Zu C_v ist ein kleiner Kondensator C_f parallel geschaltet, dessen Kapazität nach passender Einstellung in ihrem Werte ungeändert bleibt.

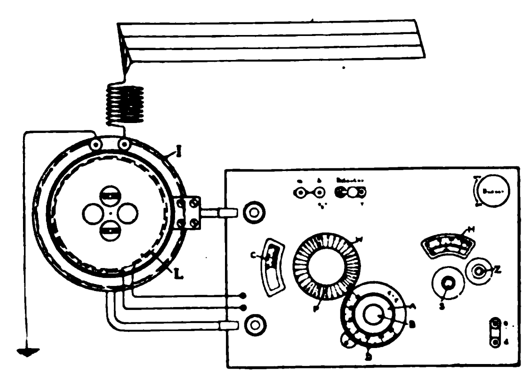


Fig. 10. Dekremeter der Aufsicht.

W = Wellenlängenskala
C = Kondensatorskala in Graden
D = Dekrementskala
H = Skala des Hitzdrahtinstruments
A = Schaltgriff des veränderlichen Kondensators
B = Klemmschraube
S = Kurzschlußsperrklinke
Z = Schraube zur Nullpunkteinstellung
$a\,b$ = Kondensatorklemmen
$c\,d$ = Klemmen für Reihenschaltung

H stellt das Hitzdrahtinstrument oder die sonstige Anzeigevorrichtung dar. Die Skala dieses Instrumentes ist so geteilt, daß die Ausschläge dem Quadrate der durch das Instrument fließenden Stromstärke proportional sind.

Es ist ein Kristalldetektor D vorgesehen, und die Wellenlänge entfernter Stationen kann unter Benutzung von Telephonempfängern T gemessen werden.

Mittels eines Umschalters kann man den Summerkreis RBE zu Eichungszwecken mit dem Instrumente verbinden.

Fig. 10 zeigt das Instrument von oben gesehen mit allen Einzelheiten.

Experimentelle Daten.

Um die Genauigkeit des Instrumentes bei der Messung von $\delta_1 + \delta_2$ zu bestimmen, wurden nachstehende Versuche angestellt.

Versuch 1. Das Dekremeter wurde als gewöhnlicher Wellenmesser benutzt und lose mit der Sekundären eines Löschfunkensenders gekoppelt. Es wurde eine Resonanzkurve ähnlich der in Fig. 2 dargestellten gewonnen und der Wert von $\delta_1 + \delta_2$ für verschiedene Verhältnisse $\frac{I_r^2}{I^2}$ aus der Formel

$$\delta_1 + \delta_2 = 2\pi \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_2 + \lambda_1} \sqrt{\frac{I^2}{I_r^2 - I^2}}$$

berechnet. Dabei wurden folgende Werte erhalten:

$\frac{I_r^2}{I^2}$	$\delta_1 + \delta_2$
1,180	0,0970
1,475	0,0893
1,735	0,0911
2,000	0,0903
Mittelwert:	0,0919

Eine einzelne unter Verwendung des Dekremeters als direkt anzeigenden Instrumentes ausgeführte Messung ergab ohne weiteres einen Wert von 0,091 für $\delta_1 + \delta_2$.

Eine weitere Kontrolle ergab sich aus der Berechnung des für $\delta_1 + \delta_2 = 0{,}091$ erforderlichen Wertes von $\Theta_2 - \Theta_1$ aus der Formel

$$\Theta_2 - \Theta_1 = \frac{1}{m} \log \frac{\pi + \delta}{\pi - \delta}$$

für $I^2 = {}^1/_2 I_r^2$.

Es ergab sich:

$\Theta_2 - \Theta_1 = 4{,}75^0$ durch Rechnung,

$\Theta_2 - \Theta_1 = 4{,}68^0$ durch Bestimmung aus der experimentell gewonnenen Resonanzkurve.

Versuch 2. Bei diesem Versuche wurde das Dekremeter wiederum lose mit dem Sekundärkreise eines Löschfunkensenders gekoppelt und $\delta_1 + \delta_2$ direkt gemessen. Dann wurde ein Widerstand in Gestalt eines kurzen Stückes gestreckten Maganindrahtes etwa von der Stärke Nr. 40[1]) in den Kreis des Instrumentes eingeschaltet und

1) Die Angabe bezieht sich vermutlich auf Halifax wire gauge; die Drahtstärke ist mithin ungefähr 0,1 mm. (D. Übers.)

$\delta_1 + \delta_2 + \Delta\delta_2$ direkt gemessen, wo $\Delta\delta_2$ das von dem eingeschalteten Widerstande herrührende Zusatzdekrement ist.

Da die Kapazität des Kondensators und die Schwingungszahl bekannt waren, berechnete sich der Wert des eingeschalteten Widerstandes R aus der Formel

$$R = \frac{\Delta\delta_2}{\pi C \omega},$$

und es wurden folgende Ergebnisse gewonnen:

Versuchsreihe 1.

$\delta_1 + \delta_2$ an der Dekrementskala des Instrumentes abgelesen	$\delta_1 + \delta_2 + \Delta\delta_2$ an der Dekrementskala des Instrumentes abgelesen
0,132	0,168
0,130	0,169
0,130	0,163
0,131	0,172
0,130	0,167
Mittelwert: 0,131	Mittelwert: 0,168

Also:

$$\begin{aligned} \delta_1 + \delta_2 + \Delta\delta_2 &= 0{,}168 \\ \delta_1 + \delta_2 \quad\quad &= 0{,}131 \\ \text{mithin } \Delta\delta_2 &= 0{,}037. \end{aligned}$$

Kapazität des Kondensators bei Resonanz = 334 $\mu\mu$F.

$$\omega = 2\pi n = 3{,}66 \cdot 10^6,$$

$$R = \frac{\Delta\delta_2}{\pi C \omega} = 9{,}63\ \Omega.$$

Durch Messung in der Gleichstrombrücke ergab sich:

$$R = 9{,}51\ \Omega.$$

Eine zweite Versuchsreihe wurde bei einer anderen Schwingungszahl und mithin auch bei einem anderen Werte der Kapazität ausgeführt.

Versuchsreihe 2.

$$\begin{aligned} \delta_1 + \delta_2 + \Delta\delta_2 &= 0{,}155 \\ \delta_1 + \delta_2 \quad\quad &= 0{,}099 \\ \text{mithin: } \Delta\delta_2 &= 0{,}056. \end{aligned}$$

Kapazität des Kondensators bei Resonanz = 764 $\mu\mu$F.

$$\omega = 2\pi n = 2{,}47 \cdot 10^6,$$

$$R = \frac{\Delta\delta_2}{\pi C \omega} = 9{,}45\ \Omega.$$

In der Gleichstrombrücke gemessener Wert von $R = 9{,}51\ \Omega$.

$$\begin{aligned} \text{Versuchsreihe 1:}\quad R &= 9{,}63\ \Omega \\ \text{Versuchsreihe 2:}\quad R &= 9{,}45\ \Omega \\ \hline \text{Mittelwert:}\quad R &= 9{,}54\ \Omega. \end{aligned}$$

Versuch 3. In diesem Falle wurde ein Widerstand in den Sekundärkreis des Senders eingeschaltet und der Wert dieses Widerstandes in derselben Weise berechnet wie beim Versuch 2.

Versuchsreihe 1.

$$\begin{aligned} \delta_1 + \varDelta\delta_1 + \delta_2 &= 0{,}141 \\ \delta_1 \qquad\quad + \delta_2 &= 0{,}089 \\ \hline \text{mithin:}\ \varDelta\delta_1 \qquad\quad &= 0{,}052. \end{aligned}$$

Kapazität des Kondensators bei Resonanz $= 3900\ \mu\mu F$.

$$\omega = 2\pi n = 3{,}35 \cdot 10^6,$$

$$R = \frac{\varDelta\delta_1}{\pi C \omega} = 1{,}27\ \Omega.$$

Wert von R in der Gleichstrombrücke gemessen $= 1{,}242\ \Omega$.

Versuchsreihe 2.

$$\begin{aligned} \delta_1 + \varDelta\delta_1 + \delta_2 &= 0{,}111 \\ \delta_1 \qquad\quad + \delta_2 &= 0{,}074 \\ \hline \text{mithin:}\ \varDelta\delta_1 \qquad\quad &= 0{,}037. \end{aligned}$$

Kapazität des Kondensators bei Resonanz $= 3900\ \mu\mu F$.

$$\omega = 2{,}43 \cdot 10^6,$$

$$R = \frac{\varDelta\delta_1}{\pi C \omega} = 1{,}24\ \Omega.$$

$$\begin{aligned} \text{Versuchsreihe 1:}\quad R &= 1{,}27\ \Omega \\ \text{Versuchsreihe 2:}\quad R &= 1{,}24\ \Omega \\ \hline \text{Mittelwert:}\quad R &= 1{,}255\ \Omega. \end{aligned}$$

Bestimmung der Wellenlängenskala.

Da sich die Kapazität des veränderlichen Kondensators in dem Instrumente nach einem genau bekannten Gesetze ändert, ist es möglich, mit diesem Kondensator eine zuvor bestimmte Skala zu verbinden, welche direkt Wellenlängen angibt. Die Teilung der Wellenlängenskala wird rechnerisch in folgender Weise bestimmt:

Wie dargetan, kann man die Kapazität des Kondensators durch $C = a\, e^{m\Theta}$ ausdrücken.

Nun ist die Wellenlänge λ proportional $\sqrt{C}$,

folglich: λ proportional $\sqrt{e^{m\Theta}}$

oder: λ proportional $e^{\frac{m\Theta}{2}} = e^{n\Theta}$,

wo
$$n = \frac{m}{2}$$
ist.

Es sei nun λ_1 irgendeine Wellenlänge innerhalb des Bereiches des Instrumentes und λ_2 irgendeine andere gewünschte Wellenlänge. Dann ist:

$$\frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{e^{n\Theta_2}}{e^{n\Theta_1}} = e^{n(\Theta_2 - \Theta_1)}$$

und

$$\log\frac{\lambda_2}{\lambda_1} = n(\Theta_2 - \Theta_1)$$

oder:

$$\Theta_2 - \Theta_1 = \frac{1}{n}\log\frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{2}{m}\log\frac{\lambda_2}{\lambda_1};$$

folglich:

$$\Theta_2 = \Theta_1 \pm \frac{2}{m}\log\frac{\lambda_2}{\lambda_1}.$$

Zum Zwecke der Bestimmung der Skalenteilung kann λ_1 jede beliebige Wellenlänge sein, beispielsweise 300 m. Ferner können wir der Bequemlichkeit halber Θ_1 als Null annehmen; dann wird:

$$\Theta_2 = \pm\frac{2}{m}\log\frac{\lambda_2}{300}.$$

Aus dieser Gleichung können wir Θ_2 für jede beliebige Wellenlänge λ_2 berechnen.

Die Skala ist so angeordnet, daß sie sich unabhängig um die Achse des veränderlichen Kondensators dreht, aber stehen bleibt, wenn der Kondensator gedreht wird. Mit der Achse ist ein Zeiger verbunden, der bei Drehung des Kondensators über der Skala spielt.

Um ein weites Wellenlängengebiet zu beherrschen, werden dem Instrumente mehrere Spulen beigegeben, von denen jede einen Teil des Bereiches beherrscht. Man muß deshalb die Wellenlängenskala so einstellen, daß sie der jeweils eingeschalteten Spule entspricht. Rote Marken auf der Wellenlängenskala bezeichnen die größte mit der Spule 1, 2 oder 3 erhältliche Wellenlänge. Die Lage dieser roten Marken wird experimentell bestimmt.

Die Messung von Wellenlängen.

Zunächst wird der veränderliche Kondensator auf 180° eingestellt. Dann stellt man die Wellenlängenskala so ein, daß die zu der in den Schwingungskreis eingeschalteteten Spule gehörige rote Marke auf der Skala unmittelbar unter dem mit der Kondensatorachse verbundenen Zeiger steht. Die Wellenlängenskala bleibt in dieser Lage stehen, und wenn der Kondensator geändert wird, spielt der Zeiger über der Skala und zeigt die Wellenlänge an, bei welcher man Resonanz erhält; diese gibt sich durch den Höchstausschlag des Zeigers am Hitzdrahtinstrument zu erkennen.

Wenn das Instrument als Empfänger mit Detektor und Telephonen oder unter Benutzung eines Summers als Sender verwandt wird, gilt die Skala für das Wellenlängengebiet unterhalb der 90°-Stellung des Kondensators nicht streng. In derartigen Fällen muß man für die kleine Korrektion Eichkurven zu Hilfe nehmen.

Man kann das Instrument in interessanter Weise benutzen, um hörbare Signale seitens eines Generators ungedämpfter Schwingungen zu empfangen, etwa seitens eines Lichtbogenkreises oder einer Hochfrequenzmaschine. Zu diesem Zwecke erregt man in dem Wellenmesserkreise mittels der bekannten Summerschaltung Schwingungen und verbindet die Telephonempfänger mit der Klemme *a* (Fig. 10) statt mit der Klemme *b*. Werden unter solchen Verhältnissen in dem Schwingungskreise ungedämpfte Schwingungen induziert, so entsteht ein Heterodyneffekt, und der Wellenmesser wird dann zu einem verhältnismäßig empfindlichen Empfänger für ungedämpfte Schwingungen. Sehr schwache in Lichtbogenschwingungskreisen auftretende Oberschwingungen lassen sich durch derartige Verwendung des Instrumentes leicht messen.

Bestimmung des Dekrementes des Instrumentes.

Um das logarithmische Dekrement δ_1 des zu untersuchenden Schwingungskreises zu erhalten, muß man das Dekrement δ_2 des Instrumentes kennen, um dieses von den Angaben der Skala, die $\delta_1 + \delta_2$ liefern, abziehen zu können.

Ein ideales Verfahren zur Bestimmung von δ_2 würde darin bestehen, den Kondensator des Instrumentes auf ein gegebenes Potential zu laden und ihn sich durch den Schwingungskreis entladen zu lassen, und zwar zunächst ohne zugeschalteten Widerstand, danach unter Einschaltung eines bekannten Widerstandes in den Kreis; dabei würde

man in jedem der beiden Fälle die Angaben des Hitzdrahtinstrumentes verzeichnen.

Die Energie in dem Schwingungskreise würde dann in beiden Fällen gleich sein, und es wäre

$$I_1^2 R = I_2^2 (R + \Delta R),$$

wo R der Widerstand des Kreises und ΔR der zugeschaltete Widerstand ist. Dann ist

$$R = \Delta R \frac{I_2^2}{I_1^2 - I_2^2},$$

wo I_2^2 und I_1^2 die Angaben des Hitzdrahtinstrumentes mit bzw. ohne Zusatzwiderstand bedeuten, Angaben, die dem Quadrate der in dem Kreise fließenden Stromstärke proportional sind.

Kennt man die Selbstinduktion L oder die Kapazität C des Schwingungskreises, so ist δ_2 für jeden beliebigen Wert von ω bestimmt, denn es ist

$$\delta_2 = \pi R C \omega = \pi \frac{R}{L \omega}.$$

Ein in der Praxis angewandtes Verfahren, welches diesem Idealfalle überaus nahe kommt, ist folgendes:

Dem Instrument wird durch Stoßerregung Energie zugeführt; in diesem Falle bestehen in dem Kreise des Instrumentes nahezu freie Schwingungen. Die Schwingungszahl und die Dämpfung dieser Schwingungen werden daher durch die Konstanten des Kreises bestimmt. Um den Widerstand des Kreises zu bestimmen, liest man das Hitzdrahtinstrument mit und ohne Zuschaltewiderstand ab. Die Energie in dem Schwingungskreise wird indessen in der Praxis nicht in beiden Fällen streng gleich sein, und es ist

$$I_1^2 R = K I_2^2 (R + \Delta R),$$

oder:

$$R = \Delta R \frac{K I_2^2}{I_1^2 - K I_2^2}.$$

Durch frühere Arbeiten über diesen Gegenstand[1]) ist der Nachweis erbracht worden, daß

$$K = 1 + \frac{\Delta \delta}{\delta_1 + \delta_2}$$

ist, wo δ_1 das Dekrement des erregenden Kreises, δ_2 das Dekrement

1) J. Zenneck, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie, 1913, S. 142.

des Instrumentkreises und $\Delta\,\delta$ das von der Einschaltung des kleinen Widerstandes $\Delta\,R$ herrührende Zusatzdekrement ist.

Für den Fall der Stoßerregung, wo δ_1 sehr groß gegenüber $\Delta\,\delta$ ist, wird, wie ersichtlich, K sehr nahezu gleich 1 werden, und wir können dann für die Zwecke der Praxis schreiben:

$$R = \Delta\,R \frac{I_2^{\,2}}{I_1^{\,2} - I_2^{\,2}} = \Delta\,R \frac{1}{\dfrac{I_1^{\,2}}{I_2^{\,2}} - 1}.$$

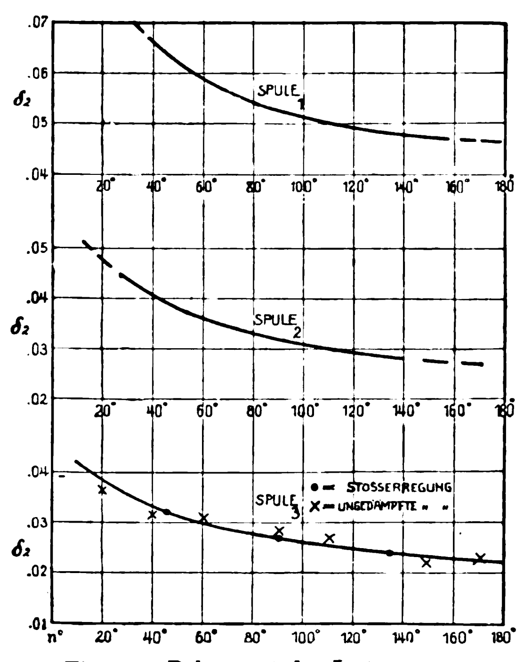


Fig. 11. Dekrement des Instruments.

Will man den Zusatzwiderstand $\Delta\,R$ gleich dem Widerstande im Instrumentkreise, R, machen, oder, was dasselbe ist, $\Delta\,\delta$ gleich δ_2 machen, so ist für den Fall der Stoßerregung

$$\frac{I_1^{\,2}}{I_2^{\,2}} = 2.$$

Ist ferner, wie im Falle ungedämpfter Schwingungen, $\delta_1 = 0$, so ist

$$K = 2$$

und

$$\frac{I_1^2}{I_2^2} = 4.$$

Im allgemeinen hängt daher, wenn man den Zuschaltewiderstand ΔR dem Widerstande R des Instrumentes gleich machen will, das Verhältnis, in welchem man I_1^2 erniedrigen muß, oder das Verhältnis $\frac{I_1^2}{I_2^2}$, von dem Verhältnis zwischen δ_1 und δ_2 ab. Wenn nämlich

$$\Delta \delta = \delta_2$$

ist, so ist

$$K = 1 + \frac{\delta_2}{\delta_1 + \delta_2} = 1 + \frac{1}{\frac{\delta_1}{\delta_2} + 1}.$$

und es ist für

$$\delta_1 = 0$$
$$K = 2$$

und

$$\frac{I_1^2}{I_2^2} = 4;$$

für

$$\delta_1 = \infty$$
$$K = 1$$

und

$$\frac{I_1^2}{I_2^2} = 2.$$

Für Werte von $\frac{\delta_1}{\delta_2}$ zwischen 0 und ∞ wird sich K zwischen 2 und 1 ändern und dementsprechend das Verhältnis $\frac{I_1^2}{I_2^2}$ von 4 bis 2.

Das unmittelbarste und einfachste Verfahren, δ_2 zu erhalten, besteht indessen in der Erregung des Instrumentes mittels ungedämpfter Schwingungen. Dann ist, wie am Eingang dieser Arbeit dargelegt wurde,

$$\delta_2 = \pi \frac{C_2 - C_1}{C_2 + C_1} \sqrt{\frac{I^2}{I_r^2 - I^2}}.$$

Wenn geeignete Hilfsmittel zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen nicht zu Gebote stehen, so liefert das Verfahren der Stoß-

erregung gute Ergebnisse, vorausgesetzt, daß δ_1 gegenüber $\Delta\delta$ sehr groß ist.

Die Kurven in der Fig. 11 geben die Werte von δ_2 für die Spulen 1, 2 und 3 bei verschiedenen Einstellungen des veränderlichen Kondensators wieder. Diese Werte wurden nach dem Verfahren der Stoßerregung erhalten.

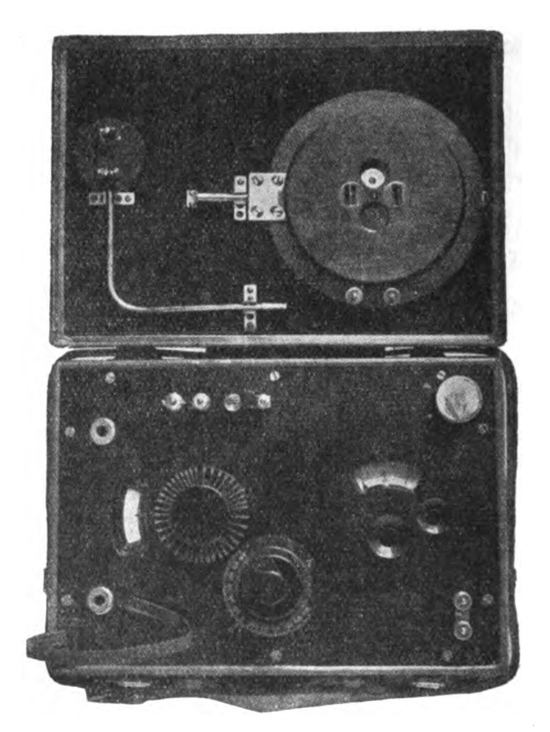


Fig. 12. Dekremeter in tragbarem Ledergehäuse.

Auf der Kurve 3 sind die Werte von δ_2 bezeichnet, die bei Verwendung ungedämpfter Schwingungen seitens eines Poulsenschen Lichtbogens als Erregungsquelle erhalten wurden.

In Fig. 12 ist das ganze Dekremeter mit aufgeklapptem Deckel des für den Transport dienenden Gehäuses dargestellt. Wie ersichtlich, sind die Koppelungs- und die Dekremeterspulen für den Transport im Deckel untergebracht. Der Zweck der übrigen in der Figur sichtbaren Teile wird aus den Erläuterungen unter der Fig. 10 hervorgehen.

Fig. 13 ist eine photographische Aufnahme des Inneren des Instrumentes. Rechts sieht man den speziell konstruierten veränderlichen Kondensator und links den bei der anfänglichen Eichung einmal für alle ein-

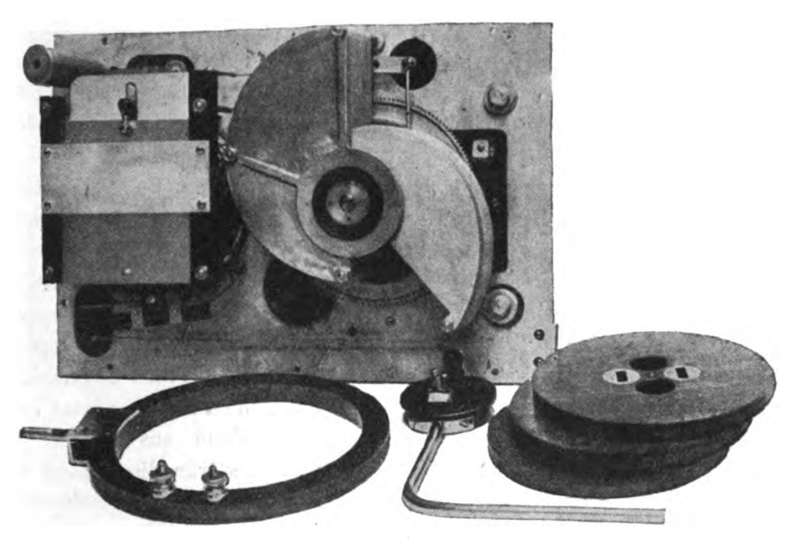


Fig. 13. Innenansicht des Dekremeters mit den Kondensatoren.

gestellten Kondensator. Dieser letztere hat die Gestalt eines rechteckigen Gleitkondensators mit ineinandergreifenden Platten.

(Nach Proceedings of the Institute of Radio Engineers 3, 29—58, 1915, aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingesandt 15. April 1915.)

Adresse des Autors: The Institute of Radio Engineers, 111 Broadway, New York, City, U. S. A.

Ein Verfahren zur Bestimmung logarithmischer Dekremente.

Von **Louis Cohen.**[1])

Das einzige Verfahren, über das wir gegenwärtig verfügen, um das logarithmische Dekrement gedämpfter oszillatorischer Ströme zu bestimmen, ist das von Bjerknes. Dieses Verfahren beruht auf folgendem Prinzip:

Ein resonierender Schwingungskreis, der eine Selbstinduktion, einen veränderlichen Kondensator und ein Thermoinstrument enthält, wird lose mit dem erregenden Kreise gekoppelt, dessen logarithmisches Dekrement man bestimmen will. Der resonierende Kreis wird zunächst so eingestellt, daß er mit dem erregenden Kreise genau in Resonanz steht; darauf wird er durch Verändern der Kapazität des Kondensators ein wenig verstimmt. Die Ablesungen der beiden zugehörigen Stromstärken werden verzeichnet. Unter Benutzung gewisser von Bjerknes aufgestellter Formeln kann man dann aus den so gewonnenen Ablesungen für die Werte der Stromstärke die Summe der logarithmischen Dekremente des erregenden und des resonierenden Kreises ermitteln. Die Formeln, die Bjerknes für dieses Problem abgeleitet hat, lauten folgendermaßen:

Wenn die beiden Schwingungskreise in Resonanz stehen, ist das Quadrat der Stromstärke in dem resonierenden Kreise durch

$$I_r^2 = \frac{E^2}{16 L_2^2 \alpha_1 \alpha_2 (\alpha_1 + \alpha_2)} \tag{1}$$

gegeben.

Für den Fall, daß keine Resonanz stattfindet, ist das Quadrat der Stromstärke im resonierenden Kreise durch

$$I^2 = \frac{E^2}{16 L_2^2} \cdot \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{\alpha_1 \cdot \alpha_2} \cdot \frac{1}{4\pi^2 (n_1 - n_2)^2 + (\alpha_1 + \alpha_2)^2} \tag{2}$$

gegeben. Hier sind α_1 und α_2 die Dämpfungsfaktoren des erregenden und des resonierenden Kreises, und n_1 bzw. n_2 sind die Schwingungszahlen der Eigenschwingungen des Schwingungskreises für den Zustand der Resonanz bzw. der Nichtresonanz. Aus den beiden vorgenannten Formeln können wir leicht einen Ausdruck für die Summe

---

1) Vorgetragen in der Versammlung des Institute of Radio Engineers zu New York am 4. März 1914. (Vgl. Proceedings dieses Instituts Nr. 3, S. 237, 1914.)

der Dämpfungsfaktoren der beiden Kreise ableiten; dieser Ausdruck lautet:

$$\alpha_1 + \alpha_2 = 2\pi(n_1 - n_2)\frac{I}{\sqrt{I_r^2 - I^2}} \tag{3}$$

Die Summe der logarithmischen Dekremente ist für eine vollständige Periode der beiden Schwingungskreise:

$$\delta_1 + \delta_2 = 2\pi\left(1 - \frac{n_1}{n_2}\right)\frac{I^2}{\sqrt{I_2^2 - I^2}} \tag{4}$$

Der vorstehende Ausdruck vereinfacht sich, wenn wir für den Fall der Nichtresonanz die Kapazität so einstellen, daß das Quadrat der Stromstärke auf die Hälfte seines Wertes für den Fall der Resonanz abnimmt, und wenn wir ferner n_1 und n_2 durch die diesen Schwingungszahlen entsprechenden Kapazitäten ausdrücken. In diesem Falle geht die Formel (4) über in

$$\delta_1 + \delta_2 = \pi\frac{C_1 - C_2}{C_2} \tag{5}$$

wo C_1 und C_2 die Kapazitäten sind, die dem Zustande der Resonanz bzw. jenem der Nichtresonanz entsprechen.

Die vorstehende Formel ist die bei der Messung logarithmischer Dekremente und bei der Konstruktion von Dekrementmessern allgemein gebräuchliche.

Die Gültigkeitsgrenzen der Formel von Bjerknes sind bekannt. Bei der Ableitung der Formel (2) sind gewisse Annäherungen eingeführt worden, denen man in jedem Einzelfalle Rechnung tragen muß; anderenfalls kann das Ergebnis fehlerhaft werden, wie Eccles und Makower[1]) experimentell nachgewiesen haben. Es ist daher sehr wünschenswert, ein anderes Verfahren zur Messung logarithmischer Dekremente auszuarbeiten, das zur Kontrolle des älteren Verfahrens dienen und, falls es sich als geeignet erweisen sollte, in die allgemeine Praxis eingeführt werden könnte.

Das Verfahren, das ich hier zur Messung logarithmischer Dekremente vorschlagen möchte, ist folgendes:

Wie bei dem Verfahren von Bjerknes koppeln wir mit dem erregenden Kreise lose einen resonierenden Kreis, der eine Selbstinduktion und einen veränderlichen Kondensator enthält, und stellen letzteren

---

W. H. Eccles and A. J. Makower, The Efficiency of Short Spark Methods of Generating Electrical Oscillations. The Electrician **65**, 1014, 30. Sept. 1910.

Kreis so ein, daß er mit dem erregenden genau in Resonanz steht. Der Wert des Quadrates der Stromstärke im resonierenden Kreise ist durch

$$I_r^2 = \frac{E^2}{16 L_2^2 \alpha_1 \alpha_2 (\alpha_1 + \alpha_2)} \tag{6}$$

gegeben, wenn, wie in den früheren Formeln, α_1 und α_2 die Dämpfungsfaktoren im erregenden und im resonierenden Kreise sind. Wir wollen nun annehmen, es werde in den resonierenden Schwingungskreis ein induktionsfreier Zusatzwiderstand eingeschaltet, so daß sich der Widerstand dieses Kreises von R_2 in $S R_2$ ändert, wo S größer als 1 ist. Offenbar wird auch der Dämpfungsfaktor α_2 in demselben Verhältnis verändert, und die Stromstärke nimmt ab. Bezeichnen wir den Wert der Stromstärke im vorliegenden Falle mit I, so werden wir erhalten:

$$I^2 = \frac{E^2}{16 L_2^2 \alpha_1 S \alpha_2 (\alpha_1 + S \alpha_2)} \tag{7}$$

Aus den Gleichungen (6) und (7) erhalten wir durch Division:

$$\frac{I^2}{I_r^2} = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{S(\alpha_1 + S \alpha_2)} \tag{8}$$

Wenn wir den Betrag des in den resonierenden Kreis eingeschalteten Zusatzwiderstandes so lange verändern, bis das Quadrat der Stromstärke auf die Hälfte seines ursprünglichen Wertes abgenommen hat, so erhalten wir nach Gleichung (8):

$$\frac{\alpha_1 + \alpha_2}{S \alpha_1 + S^2 \alpha_2} = \frac{1}{2} \tag{9}$$

Folglich wird:

$$2 \alpha_1 + 2 \alpha_2 = S \alpha_1 + S^2 \alpha_2$$

und:

$$\alpha_1 (2 - S) = \alpha_2 (S^2 - 2)$$

oder:

$$\alpha_1 = \frac{S^2 - 2}{2 - S} \alpha_2 \tag{10}$$

Wir haben hier den Wert des Dämpfungsfaktors α_1 des erregenden Kreises direkt durch den Wert von α_2 ausgedrückt. Wenn wir den Widerstand und die Selbstinduktion des resonierenden Kreises genau kennen, so kennen wir auch den Wert von α_2 und können danach aus der Gleichung (10) den Wert von α_1 erhalten. Wenn wir den Wert von α_1 kennen, so ist das logarithmische Dekrement:

$$\delta_1 = \frac{\alpha_1}{n} \tag{11}$$

In der Praxis kann es sich als schwierig herausstellen, eine hinreichend feine Änderung des Widerstandes zu erreichen, so daß in jedem Falle das Quadrat der Stromstärke auf die Hälfte seines Resonanzwertes abnimmt; aber das ist nicht notwendig. Nehmen wir an, wir führten in den Schwingungskreis einen bestimmten Widerstand ein, der den Wert des Quadrates der Stromstärke auf irgendeinen Bruchteil seines Resonanzwertes herabsetzt; wenn wir diesen Bruchteil mit m bezeichnen, so erhalten wir nach Gleichung (8):

$$\frac{I^2}{I_r^2} = m = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{S(\alpha_1 + S\alpha_2)} \tag{12}$$

Hieraus können wir leicht den Wert von α_1 als Funktion des Wertes von α_2 erhalten, und zwar folgendermaßen:

$$\alpha_1 = \frac{m S^2 - 1}{1 - m S} \alpha_2 \tag{13}$$

Setzen wir $m = \frac{1}{2}$, so geht die Gleichung (13) in die Gleichung (10) über.

Das im vorstehenden skizzierte Verfahren dürfte sich in der Handhabung sehr einfach gestalten und muß bei sorgfältiger Bestimmung der Konstanten des Resonanzkreises genaue Ergebnisse liefern. Dieses Verfahren wird sich besonders zur Messung kleiner logarithmischer Dekremente eignen, weil man α_2 klein machen kann und daher eine kleine Größe durch eine andere kleine Größe ausdrückt.

Will man das hier vorgeschlagene Prinzip bei der Konstruktion von Dekrementmessern verwirklichen, so braucht man nur einen Resonanzkreis, dessen Widerstand und Selbstinduktion man innerhalb des Frequenzenbereiches, für den das Instrument benutzt werden soll, genau kennt. Man kann für jedes Instrument eine Reihe von Kurven aufstellen, welche die Werte von R_2 und α_2 als Funktionen der Schwingungszahl angeben. Kennt man den Wert von R_2, so kann man den Wert von S leicht aus der bekannten Widerstandsvermehrung erhalten, die erforderlich ist, um das Quadrat der Stromstärke auf die Hälfte seines ursprünglichen Wertes herabzusetzen, und man kennt somit sämtliche in die Formel (10) eingehenden Faktoren. Die Schwingungszahl kann man natürlich mit demselben Instrument ermitteln.

Zusammenfassung.

Das Verfahren von Bjerknes zur Bestimmung des logarithmischen Dekrementes des Sekundärkreises zweier miteinander gekoppelter Schwingungskreise wird kritisch erörtert. Der Verfasser schlägt

ein neues Verfahren zur Bestimmung dieses Dekrementes vor. Bei diesem Verfahren schaltet man einen bekannten Zusatzwiderstand in den Sekundär- (oder Resonanz-) Kreis ein, und nicht, wie bei dem Verfahren von Bjerknes, in den Primärkreis. Es wird ein Ausdruck angegeben, der das logarithmische Dekrement des Sekundärkreises als Funktion des logarithmischen Dekrementes des Primärkreises und bekannter oder meßbarer Größen enthält. Die praktische Anwendung des Verfahrens wird beschrieben.

Erörterung.

John Stone Stone: Wir haben hier einen hochinteressanten Beitrag zu einem wichtigen Gegenstande.

Aus der Natur der beschriebenen Versuche geht hervor, daß sich S nur zwischen $\sqrt{2}$ und 2 (oder zwischen 1,414 und 2) bewegen kann. Das Verhältnis S muß daher sehr genau bestimmt werden, zumal wenn das Verhältnis $\frac{\alpha_1}{\alpha_2}$ klein ist. Bei den hohen Schwingungszahlen, die in der drahtlosen Telegraphie vorkommen, ist es indessen nicht immer ganz leicht, diese Widerstände mit großer Genauigkeit zu bestimmen. Als ein Beispiel dafür, wie groß die Genauigkeit in einem gegebenen Falle sein muß, sei erwähnt, daß ein Fehler von $\frac{1}{2}$ v. H. in dem Verhältnis S einen Fehler von mehr als 100 v. H. in dem Verhältnis $\frac{\alpha_1}{\alpha_2}$ hervorbringen wird, wenn $\frac{\alpha_1}{\alpha_2} = 0{,}068$ oder annähernd $= \frac{1}{15}$ ist. Wenn hingegen das Verhältnis $\frac{\alpha_1}{\alpha_2} = 20$ ist, so bringt ein Fehler von $\frac{1}{2}$ v. H. im Verhältnis S einen Fehler von 16 v. H. im Verhältnis $\frac{\alpha_1}{\alpha_2}$ hervor. Wenn jedoch die Dämpfungskoeffizienten oder Konstanten des erregenden und des erregten Kreises nicht sehr voneinander verschieden sind $\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_2}\ \text{nahezu gleich}\ 1\right)$, so ist das Verfahren keinen so tiefgreifenden Einwendungen ausgesetzt und kann sich in dem Gebiete, auf das der Verfasser hingewiesen hat, als nützlich erweisen.

Die Schwierigkeit, auf die ich hingewiesen habe, ist vielleicht nicht unüberwindlich; wenn nämlich das Verhältnis von $\frac{\alpha_1}{\alpha_2}$ für eine genaue Messung nicht günstig ist, kann man möglicherweise zu beiden

Kreisen bekannte Widerstände hinzufügen, bis das Verhältnis günstig wird, und dann beim Endergebnis diese Zusatzwiderstände in Rechnung bringen.

Es scheint indessen, daß es in diesem Falle nötig sein wird, mehr als eine einzige Messung auszuführen, und unter diesen Verhältnissen würde das Verfahren seinen Hauptvorzug einbüßen, nämlich seine schöne Einfachheit, durch die es sich in den Fällen, in denen es nach der Beschreibung des Verfassers ohne weiteres anwendbar ist, so sehr empfiehlt.

Frederick A. Kolster: Die Arbeit behandelt einen Gegenstand, für den ich mich seit einiger Zeit sehr interessiere, besonders im Zusammenhange mit dem Verfahren von Bjerknes zur Ermittelung logarithmischer Dekremente.

Daß der Anwendung des Bjerknesschen Verfahrens Grenzen gesetzt sind, ist natürlich bekannt. Ich bin aber der Meinung, daß diese Grenzen in der Praxis nicht so schwerwiegend sind, wie es nach den Ergebnissen mancher Versuche den Anschein hat.

Cohen verweist auf eine Arbeit von Eccles und Makower. Diese Arbeit enthält die Ergebnisse einiger Versuche, bei denen der Widerstand eines Schwingungskreises aus dem Dekrement bestimmt worden ist. Es ist durchaus nicht klargestellt, daß die bei diesen Ergebnissen erhaltenen großen Fehler ihre Ursache in den Grenzen des Bjerknesschen Verfahrens haben, und es ist durchaus vernünftig, anzunehmen, daß sie auf anderen Ursachen beruhen. Ich habe viele ähnliche Versuche angestellt wie Eccles und Makower, um die Genauigkeit der nach dem Verfahren von Bjerknes erhaltenen Dekremente zu kontrollieren, und habe immer ausgezeichnete Ergebnisse erhalten.

Was das von Cohen angegebene Verfahren anlangt, so bin ich nicht überzeugt, daß es genügend Vorteile bietet, um seine allgemeine Anwendung an Stelle des Bjerknesschen zu rechtfertigen. Sofern es sich um die Messung kleiner Dekremente handelt, sind die Begrenzungen des Bjerknesschen Verfahrens sehr vermindert, und die ernsteste Fehlerquelle liegt hier in der Messung von δ_2.

Will man die vereinfachte Formel (10) anwenden, so bedarf es eines genau geeichten Hochfrequenzwiderstandes, damit die Bedingung des halben Ausschlages leicht erfüllt werden kann. Hierdurch wird ein unerwünschter Faktor eingeführt, denn es ist schwer, den wahren Hochfrequenzwert eines solchen Widerstandes genau zu bestimmen.

Um in der Formel (10) S zu bestimmen, muß man den Wert ΔR

des zugeschalteten Widerstandes und den Widerstand R_2 des Instrumentes genau kennen, und wenn diese nicht mit großer Genauigkeit bestimmt sind, verschwinden alle Vorteile, welche das Verfahren vielleicht bietet, rasch. Das wird aus der Art und Weise ersichtlich, in welcher der Wert S in die Formel (10) eingeht. Beispielsweise wird ein Fehler von 0,5 v. H. bei S für $S = 1{,}60$ einen Fehler von nahezu 7 v. H. im Werte von δ_1 zur Folge haben.

Es ist interessant, zu bemerken, daß die Formel (8) mit der bekannten Formel

$$\delta_2 = \Delta\,\delta \frac{I^2\left(1 + \frac{\Delta\,\delta}{\delta_1 + \delta_2}\right)}{I_r^2 - I^2\left(1 + \frac{\Delta\,\delta}{\delta_1 + \delta_2}\right)}$$

identisch ist, die man zuweilen benutzt, um δ_2 statt δ_1 zu bestimmen.

Louis Cohen, Stone und Kolster haben durchaus recht mit ihrer Behauptung, daß es erforderlich ist, den Wert von S mit großer Genauigkeit zu bestimmen, um nach dem in meiner Arbeit beschriebenen Verfahren zuverlässige Ergebnisse zu erhalten. Die Schwierigkeit ist indessen nicht so ernst, wie sie vielleicht scheint. Man kann den Widerstand des Resonanzkreises sehr klein machen, wenn man kleine Selbstinduktion und große Kapazität verwendet und die Spule aus Drahtlitze von geringem Widerstand wickelt. Wir wollen nun annehmen, wir schalteten einen Zusatzwiderstand von etwa 5 Ω oder darüber ein, der einen Teil des Schwingungskreises bilden möge. Dann wird der Widerstand der Spule nur einen kleinen Teil des Gesamtwiderstandes in dem Schwingungskreise ausmachen, und ein etwaiger Fehler im Werte des Hochfrequenzwiderstandes der Spule wird daher gegenüber dem Gesamtwiderstande des Kreises unmerklich sein. Der Zusatzwiderstand kann in Gestalt dünner gerader Drähte aus einem Material von hohem Widerstande gewählt werden, deren Hochfrequenzwiderstand sich sehr genau bestimmen läßt. Wenn der Widerstand der Spule $^1/_2$ Ω und der Zusatzwiderstand 5 Ω beträgt, wird selbst ein Fehler von 5 v. H. im Werte des Spulenwiderstandes einen Fehler von nur 0,4 v. H. im Gesamtwiderstande des Kreises bewirken.

In ähnlicher Weise kann der Widerstand, den man weiter in den Schwingungskreis einschaltet, um die Stromstärke herabzusetzen, die Gestalt gestreckter Drähte aus Material von hohem Widerstande haben. In der Tat braucht man nur eine Anzahl kleiner Drähte von hohem

Widerstande in geeigneter Anordnung und kann dann mittels eines Schalters so viele von ihnen einschalten, wie gerade erforderlich sind, um eine bestimmte Verminderung der Stromstärke zu erhalten. Dann kann man zur Berechnung des Wertes von α_1 die Formel (13) benutzen.

Bei gestreckten Drähten kann man den Hochfrequenzwiderstand mit jedem beliebigen Genauigkeitsgrade berechnen, aber selbst wenn hier ein kleiner Fehler vorliegen sollte, wird dieser in beide Ablesungen ungefähr im gleichen Verhältnis eingehen, und der Wert von S wird dadurch nicht beeinflußt werden.

(Nach Proceedings of the Institute of Radio Engineers **2**, 237 bis 243, **1914**, aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingesandt 15. April 1915.)

Adresse des Autors: 1855 Calver Street, Washington D. C., U. S. A.

Einfache Berechnung der Formeln für die Dämpfung eines Schwingungskreises und ihre Messung nach Bjerknes.

Von

W. Burstyn.

Die Dämpfung oder das Dekrement eines Schwingungskreises ist der natürliche Logarithmus des Verhältnisses der Werte, die seine Spannung oder sein Strom zu einer beliebigen Zeit und eine Schwingungsdauer später haben, wenn der Kreis sich selbst überlassen bleibt. Man kann z. B. die Amplitude in der 1. und 3. halben Welle von Spannung (V_0 und V_1) oder Strom (J_0 und J_1) betrachten; es ist also die Dämpfung

$$\mathfrak{d} = \log\text{nat}\frac{J_0}{J_1} \tag{1}$$

Bei den meisten praktisch vorkommenden geschlossenen Kreisen und Luftdrähten ist $\mathfrak{d} < 0{,}2$, also J_1 nicht viel kleiner als J_0. Dann gilt sehr angenähert

$$\mathfrak{d} = \log\text{nat}\frac{J_0}{J_1} = \frac{J_0 - J_1}{\sqrt{J_0 \cdot J_1}} \tag{2}$$

d. h., die Dämpfung ist gleich dem Unterschiede zwischen 1. und 3. Amplitude dividiert durch deren geometrischen Mittelwert. In etwas gröberer Annäherung kann man statt des geometrischen auch den arithmetischen Mittelwert setzen, und in noch gröberer den Wert der Anfangsamplitude:

$$\mathfrak{d} = \frac{J_0 - J_1}{J_0} \tag{3}$$

Einen Begriff des dabei begangenen Fehlers gibt folgende Tabelle:

J_0	J_1	$\mathfrak{d} = \log \operatorname{nat} \frac{J_0}{J_1}$	$\frac{J_0 - J_1}{\sqrt{J_0 J_1}}$	$\frac{J_0 - J_1}{\frac{1}{2}(J_0 + J_1)}$	$\frac{J_0 - J_1}{J_0}$
1	0,9	0,1054	0,1054	0,1054	0,1
1	0,8	0,2232	0,2236	0,2222	0,2
1	0,7	0,3567	0,3585	0,3529	0,3

Die im Kondensator des Kreises aufgespeicherte Energie beträgt zu Anfang

$$A_0 = \frac{1}{2} \cdot C V_0^2$$

nach einer Periode

$$A_1 = \frac{1}{2} \cdot C V_1^2$$

Daher ist das Dekrement der Energie

$$\mathfrak{e} = \log \operatorname{nat} \frac{A_0}{A_1} = \log \operatorname{nat} \frac{V_0^2}{V_1^2} = 2 \log \operatorname{nat} \frac{V_0}{V_1} = 2\,\mathfrak{d}\,, \tag{4}$$

also doppelt so groß als die Dämpfung.[1])

Den Ausdruck $\log \operatorname{nat} \frac{A_0}{A_1}$ können wir für kleine Dekremente ersetzen durch $\frac{A_0 - A_1}{A_0}$; es ist also

$$\mathfrak{d} = \frac{1}{2} \cdot \frac{A_0 - A_1}{A_0}, \tag{5}$$

gleich dem Energieverbrauche während der 1. Schwingung dividiert durch die doppelte Anfangsenergie.

1) Diesem einfachen Satze bin ich weder im Lehrbuche von Zenneck noch sonst irgendwo begegnet. Zenneck ersetzt ihn bei seiner Ableitung der Dekrementformel (Lehrbuch 1913, S. 16) dadurch, daß er „die während einer Schwingungsdauer im Kreise umgesetzte Energie“ einführt, welche er gleich dem Doppelten der vorhandenen Energie setzt.



Daraus können wir das Dekrement z. B. für die zwei einfachsten Fälle berechnen, nämlich den, daß die Dämpfung von einem Ohmschen Widerstande W_r herrührt, der in Reihe mit Kapazität und Selbstinduktion des Kreises liegt, und jenen, daß der Widerstand W_n im Nebenschlusse liegt.

Im ersten Falle (Widerstand in Reihe) beträgt die im Widerstande verbrauchte Leistung $W_r \cdot \left(\frac{J}{\sqrt{2}}\right)^2$, die mit der Schwingungsdauer $T = \frac{\lambda}{c}$ zu multiplizieren ist, um den Energieverbrauch während einer Schwingung zu ergeben; die Anfangsenergie ist $\frac{1}{2} C V^2 = \frac{1}{2} L J^2$. Sonach ist

$$\mathfrak{d} = \frac{1}{2} \cdot \frac{W_r \left(\frac{J}{\sqrt{2}}\right)^2 \cdot \frac{\lambda}{c}}{\frac{L J^2}{2}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{W_r}{L} \cdot \frac{\lambda}{c} \tag{6}$$

und da $\lambda = 2 \pi c \sqrt{C L}$, ergibt sich

$$\mathfrak{d} = \pi \cdot W_r \cdot \sqrt{\frac{C}{L}} = 2 \pi^2 c \frac{W_r \cdot C}{\lambda} \tag{7}$$

Im zweiten Falle (Widerstand im Nebenschluß) ist das Dekrement

$$\mathfrak{d} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\left(\frac{V}{\sqrt{2}}\right)^2 \cdot \frac{1}{W_n} \cdot \frac{\lambda}{c}}{\frac{C V^2}{2}}$$

$$= \frac{\lambda}{2 c C W_n} = \frac{\pi}{W_n} \cdot \sqrt{\frac{L}{C}} \tag{8}$$

Die Formeln (7) und (8) sind die bekannten Ausdrücke für die Dämpfung.

Die Spannung eines Kreises vom Dekremente $\mathfrak{d}$ sinkt nach $\frac{1}{\mathfrak{d}}$ Perioden, also nach der Zeit $\frac{T}{\mathfrak{d}} = \frac{\lambda}{c \mathfrak{d}}$ von V_0 auf $\frac{V_0}{e}$ $(e = 2.718)$. Es ist nach Formel (8)

$$\frac{T}{\mathfrak{d}} = 2 C W_n$$

$C W_n$ ist aber die „Relaxationszeit", d. h. die Zeit, binnen welcher ein auf die Spannung V_0 geladener Kondensator, dem ein induktionsfreier Widerstand W_n parallel liegt, auf die Spannung $V = \frac{V_0}{e}$ kommt.

Die Relaxationszeit ist also sozusagen bei Schwingungen doppelt so groß als ohne solche. Das ist leicht einzusehen, denn wenn Schwingungen stattfinden, besitzt der Kondensator durchschnittlich nur während der halben Zeit seine Ladungsamplitude.

Das Dekrement steht auch in einfacher Beziehung zur Phasenverschiebung. Wird ein aus Kapazität, Selbstinduktion und Widerstand in Hintereinanderschaltung bestehender Kreis geöffnet und an eine Wechselstromquelle E seiner Frequenz gelegt (Fig. 1), so fließt schließlich in ihm ein Strom J, der mit der erzeugenden Spannung E (und auch mit

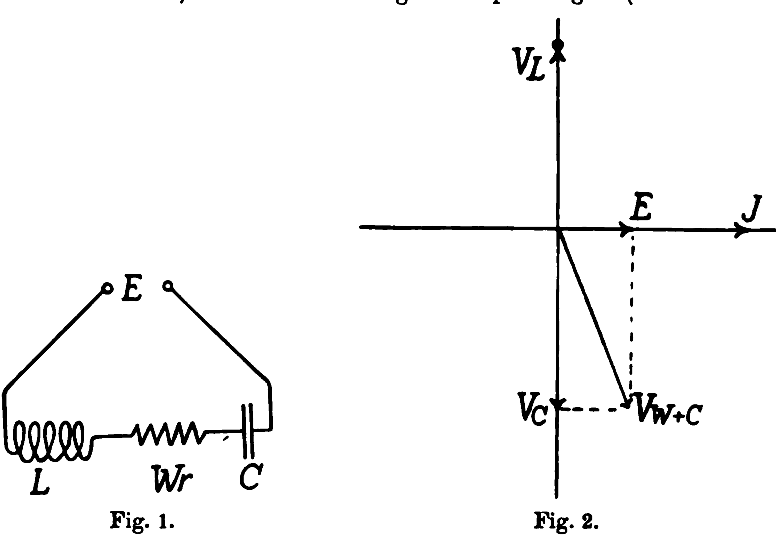


Fig. 1. Fig. 2.

der am Widerstande auftretenden V_W phasengleich ist (Fig. 2); gegen die Spannung am Kondensator V_C oder die an der Selbstinduktion V_L ist er um $\pm 90^0$ verschoben; seine Phasenverschiebung gegen die Spannung an Selbstinduktion + Widerstand oder Kapazität + Widerstand (letzteres ist im Phasendiagramm Fig. 2 dargestellt) beträgt aber $\alpha < 90^0$, wobei, wie aus dem Diagramm unmittelbar abzulesen,

$$\tan \alpha = \frac{V_C}{V_W} = \frac{\text{Scheinbarer Wid. der Kapaz.}}{\text{Ohmscher Widerstand}}$$

$$= \frac{\frac{1}{\omega C}}{W_r} = \frac{1}{\omega W_r C} =$$

$$= 2 \pi c \frac{W_r \cdot C}{\lambda}, \tag{9}$$

da $\omega = 2\pi n = 2\pi \frac{c}{\lambda}$. Der Vergleich mit Formel (7) ergibt

$$\mathfrak{d} = \frac{\pi}{\tan \alpha} \tag{10}$$

Dieser Ausdruck ermöglicht den bequemen Übergang von Dämpfungsformeln zu Phasendiagrammen und umgekehrt.

Bei geringer Dämpfung ist $\alpha \sim 90^{\circ}$, daher angenähert

$$\mathfrak{d} = \pi \cdot \cos \alpha \tag{11}$$

Welche Spannung tritt bei der Schaltung nach Fig. 1 am Kondensator auf? Es ist nach Fig. 2

$$V_C = E \cdot \tan \alpha = E \frac{\pi}{\mathfrak{d}} \tag{12}$$

Genau ebensogroß ist V_L, während $V_R = E$ ist. Je kleiner die Dämpfung, desto größer ist also die Spannungserhöhung an Kapazität und Selbstinduktion. Der entstehende Strom ist so groß, als ob der Widerstand unmittelbar an der Stromquelle liegen würde:

$$J = \frac{E}{W_r}; \tag{13}$$

denn bei Resonanz heben sich Kapazität und Selbstinduktion gegenseitig auf.

Ganz ähnlich liegen die Verhältnisse, wenn der Kreis mit einem von ungedämpften Schwingungen durchflossenen Kreise sehr lose gekoppelt wird. Die Kopplung K zweier Kreise kann man immer dadurch ersetzen oder vielmehr herstellen, daß man den Bruchteil K der Selbstinduktion beider Kreise vollkommen fest koppelt, während der Rest ungekoppelt bleibt. Es entsteht das Bild von Fig. 3, in der im Primärkreise eine Poulsenlampe angedeutet ist. Die (sehr kleine) Selbstinduktion LK bildet die Sekundärspule eines streuungslosen Transformators, dessen Primärwicklung von einem konstanten Strome durchflossen ist. In der Sekundärspule wird daher eine konstante Wechselspannung E erzeugt, und der Erfolg ist derselbe, als ob die Punkte XY an eine Wechselstromquelle E angeschlossen wären, deren innerer Widerstand die Selbstinduktion LK darstellt. Dieser ist nicht nur gegen jenen von $L(1-K) = L$ oder jenen von C, sondern auch gegen jenen von W_r zu vernachlässigen; das ist eben mit der Bedingung „sehr lose Kopplung" ausgedrückt. Die Analogie mit Fig. 1 ist somit vollkommen. Die durch die Koppelung dem Kreise aufgedrückte Wechselspannung E ist an den Enden des Widerstandes W wiederzufinden.

Schließt man C und W_r kurz, so fließt (das gilt sowohl für Fig. 1 als Fig. 3) ein Strom $i = \frac{E}{\omega L}$, während sonst der Strom $J = \frac{E}{W_r}$ beträgt. Es ist

$$\frac{J}{i} = \frac{\omega L}{W_r} = \frac{1}{\omega C W_r} = \tan \alpha$$

somit nach Formel (10)

$$\frac{J}{i} = \frac{\pi}{\mathfrak{d}} \tag{14}$$

Mit anderen Worten: Erregt man eine kurzgeschlossene Spule in loser Kopplung durch ungedämpfte Schwingungen, so fließt in ihr ein Strom, der $\frac{\mathfrak{d}}{\pi}$ mal schwächer ist als wenn man die Spule durch Anlegen der Resonanz ergebenden Kapazität zu einem Kreise der Dämpfung $\mathfrak{d}$ schließt.

Es macht für die bisherigen Überlegungen keinen Unterschied, ob der Widerstand W_r von C und L scharf zu trennen oder ob er z. B. der durch den Skineffekt vergrößerte Widerstand des Drahtes der Selbstinduktionsspule ist. Die Formeln (10), (12) und (14) bleiben auch dann richtig, wenn die Dämpfung des Kreises ganz oder teilweise von einer Leitfähigkeit oder von dielektrischen Verlusten des Kondensators herrührt. Die sich aus jeder einzelnen Dämpfungsursache ergebenden Dekremente sind einfach zu addieren, um das Gesamtdekrement zu erhalten.

Die Dämpfung hat unter gewissen Umständen auch einen Einfluß auf die Wellenlänge. Legt man z. B. in Reihe mit der Kapazität und Selbstinduktion eines Kreises einen Widerstand, der die Dämpfung $\mathfrak{d}$ verursacht, so beträgt die Wellenlänge nicht mehr λ, sondern

$$\lambda' = \lambda \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\mathfrak{d}}{2\pi}\right)^2}} \text{ [1]} \tag{15}$$

Dies gilt dann, wenn der Schwingungskreis sich selbst überlassen bleibt, also eine (z. B. durch Stoßerregung eingeleitete) Schwingung ausklingt. Wenn aber der Kreis, wie etwa ein Wellenmesser, als Resonator dient, ändert sich die Wellenlänge nicht.

1) Die in Zennecks Lehrbuch, 2. Aufl., S. 6 angegebene Formel ist also nicht ganz richtig.

Komplizierter sind die Verhältnisse, wenn ein im Nebenschlusse liegender oder gleichzeitig ein solcher und ein in Reihe liegender Widerstand vorhanden ist.[1])

Bei der Dämpfungsmessung nach Bjerknes geht man bekanntlich folgendermaßen vor: Man stellt den Meßkreis (Wellenmesser) zunächst auf Resonanz (angezeigte Welle = λ) ein und mißt den in ihm erzeugten Strom J; hierauf verstimmt man den Meßkreis auf eine (z. B. kürzere) Welle λ_1, bei der der Strom auf $J_1 = \frac{J}{a}$ gesunken ist. Die Summe der Dekremente von Primär- und Meßkreis beträgt dann

$$\mathfrak{d} = \mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2 = 2\pi \frac{\lambda - \lambda_1}{2} \cdot \sqrt{\frac{1}{a^2 - 1}} \tag{16}$$

Zur Berechnung dieser Formel wollen wir zunächst annehmen, daß der untersuchte Primärkreis ungedämpft schwingt, somit $\mathfrak{d}_1 = 0$ und $\mathfrak{d} = \mathfrak{d}_2$ ist. Die Dämpfung des Meßkreises möge von einem Widerstande W_r (z. B. dem Drahte des Hitzdrahtinstrumentes) herrühren, der mit der konstanten Selbstinduktion L und der jeweiligen Kapazität C, bzw. C_1 des Meßkreises in Reihe liegt. Die Anordnung entspricht also dem an Hand der Fig. 3 behandelten Falle. Durch die Koppelung wird im Meßkreise eine Wechselspannung E erzeugt. Der entstehende Strom ist bei der ersten Messung (Resonanz)

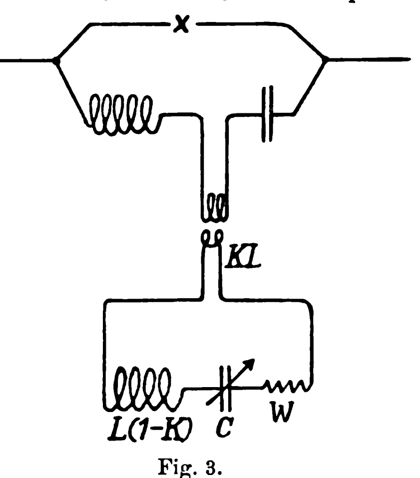


Fig. 3.

$$J = \frac{E}{W_r}$$

da sich die Wirkung von Kapazität und Selbstinduktion aufheben. Bei der zweiten Messung beträgt der scheinbare Widerstand des Meßkreises nach bekannter Regel

$$R_1 = \sqrt{W_r^2 + \left(\frac{1}{\omega C_1} - \omega L\right)^2} \tag{17}$$

1) Eine Abhandlung über dieses sehr interessante Gebiet beabsichtigt Herr Prof. Dr. Reithoffer erscheinen zu lassen.

oder da

$$\omega L = \frac{1}{\omega C}$$

$$R_1 = \sqrt{W_r^2 + \left(\frac{1}{\omega C_1} - \frac{1}{\omega C}\right)^2}$$

$$= \sqrt{W_r^2 + \frac{C - C_1}{\omega C \cdot C_1}}$$

Es verhält sich

$$C_1 : C = \lambda_1^2 : \lambda^2;$$

daher kann man auch schreiben

$$R_1 = \sqrt{W_r^2 + \left(\frac{\lambda^2 - \lambda_1^2}{\omega C \cdot \lambda_1^2}\right)^2} = \sqrt{W_r^2 + \left(\frac{(\lambda + \lambda_1)(\lambda - \lambda_1)}{2\pi \frac{c}{\lambda} \cdot C \lambda_1^2}\right)^2}$$

und da angenähert $\lambda_1 = \lambda$

$$R_1 = \sqrt{W_r^2 + \left(\frac{2(\lambda - \lambda_1)}{2\pi \frac{c}{\lambda} \cdot C\lambda}\right)^2} \tag{18}$$

Die Ströme bei beiden Messungen verhalten sich umgekehrt wie die scheinbaren Widerstände:

$$\frac{J}{J_1} = a = \frac{R_1}{W_r}$$

somit nach Einsetzen des Wertes (20) und Zusammenziehen

$$\sqrt{a^2 - 1} = \frac{2(\lambda - \lambda_1)}{2\pi c \frac{W_r \cdot C}{\lambda} \cdot \lambda}$$

Da nach Formel (7)

$$\mathfrak{d} = 2\pi^2 c \frac{W_r \cdot C}{\lambda}$$

erhält man

$$\sqrt{a^2 - 1} = \frac{2(\lambda - \lambda_1)}{\frac{\mathfrak{d}}{\pi} \cdot \lambda}$$

und

$$\mathfrak{d} = 2\pi \cdot \frac{\lambda - \lambda_1}{\lambda} \cdot \frac{1}{\sqrt{a^2 - 1}}, \tag{19}$$

übereinstimmend mit der Bjerknesschen Formel.

Noch einfacher und übersichtlicher ist folgende Ableitung: Beim Übergang von der Einstellung λ auf die Einstellung λ_1 hat man die Kapazität des Meßkreises von C auf C_1 verkleinert, so als ob man in Reihe mit C einen zusätzlichen Kondensator geschaltet hätte, dessen Kapazität Z sich aus der Bedingung

$$\frac{ZC}{Z+C} : C = \lambda_1^2 : \lambda^2$$

berechnet zu

$$Z = C \cdot \frac{\lambda^2 - \lambda_1^2}{\lambda^2}$$

oder genähert, wie oben,

$$Z = C \frac{2(\lambda - \lambda_1)}{\lambda} \tag{20}$$

Bei der ersten Messung haben sich C und L aufgehoben, so daß nur der Widerstand W_r übrig blieb; bei der zweiten Messung bleibt außerdem noch Z übrig. Das Verfahren erscheint so ganz analog jenem, bei welchem die Stromverminderung durch einen hinzugefügten Ohmschen Widerstand gemessen und daraus auf den schon vorher vorhandenen, also auf die Dämpfung geschlossen wird. Nur müssen hier der scheinbare Widerstand von Z und der Ohmsche von W_r entsprechend der Phasenverschiebung von 90^0 (vektoriell) addiert werden, um den resultierenden Widerstand R_1 zu ergeben.

$$R_1 = \sqrt{W_r^2 + \left(\frac{1}{\omega Z}\right)^2} \tag{21}$$

Durch Einsetzen des Wertes (21) erhält man wieder die Formel (20) für R_1 und findet daraus W_r und $\mathfrak{d}$ wie oben.

Es ist leicht einzusehen und auf demselben Rechnungswege nachzuweisen, daß eine Verstimmung des ungedämpften Primärkreises ebenso wirkt wie eine gleiche des Meßkreises. Und da die letzte Rechnung gezeigt hat, daß eine Verstimmung ebenso wirkt wie eine Dämpfung, darf man zurückschließen, daß eine Dämpfung des Primärkreises ebenso wirkt wie eine gleiche Dämpfung des Meßkreises; das heißt, hätte man einen ungedämpften Meßkreis, so wäre seine Stromabnahme bei Verstimmung ein Maß der Dämpfung des Primärkreises. Besitzen aber beide Kreise Dämpfung, so ist die Stromabnahme ein Maß der Summe der Dämpfung beider Kreise, und in der Formel (21) ist $\mathfrak{d} = \mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2$, wodurch sie in die Bjerknessche Formel (18) übergeht.

(Eingesandt 20. Oktober 1915.)

Adresse des Autors: K. K. Telegraphenregiment, St. Pölten (Nied.-Öster.).

Referate.

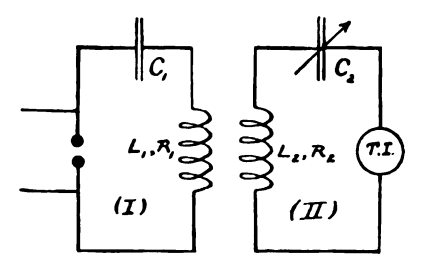
Eine Ableitung der Bjerknes-Formel für das log. Dekrement.

Von **Louis Cohen.**[1])

Der nachstehende Artikel verfolgt den Zweck, eine neue Ableitung der allbekannten Bjerknes-Formel für das log. Dekrement zu geben; sie ist einfacher und leichter als die Originalableitung und erscheint deshalb von Interesse für den Radioingenieur.

Die Bjerknes-Methode besteht im wesentlichen in der losen Koppelung eines Schwingungskreises, der einen Thermoindikator enthält, mit dem Erregerkreis, sowie der Ablesung in Resonanzeinstellung und bei geringer Verstimmung der Kreise.

Die Figur zeigt das Schema der Schaltung.



Wenn die Koppelung sehr lose ist, so ist der induzierte Strom in Kreis II klein und seine Rückwirkung auf Kreis I zu vernachlässigen. In diesem Falle können wir die Wirkung von I lediglich als Quelle einer E.M.K. für II vermittelst der gegenseitigen Induktion auffassen. Die E.M.K., induziert in II, ist von derselben Frequenz und Dämpfung wie in I, und wir haben dann die folgende Differentialgleichung für die in II wirkende E.M.K.[2]):

1) Nach Proc. Inst. Radio Engineers (New York), Vol. 3, Nr. 3, S. 295, 1915.

2) Radioingenieure seien an Moivres Theorem erinnert, nämlich

$$\varepsilon^{j\theta} = \cos\theta + j\sin\theta, \text{ wo } j : \sqrt{-1}.$$

Als symbolische Bezeichnung und wegen bequemer mathematischer Operation wird $\varepsilon^{j\theta}$ durch alle Rechnungen beibehalten, aber nur der reelle Teil $\cos\theta$ in den Endresultaten benutzt.

Hiernach wird Gleichung (1):

$$E\varepsilon^{j\omega_1 t}\varepsilon^{-a_1 t} = E\varepsilon^{-a_1 t}(\cos\omega_1 t + j\sin\omega_1 t).$$

$$L_2 \frac{dI}{dt} + R_2 I + \frac{1}{C_2} \int I_2 \, dt = E \varepsilon^{(j\omega_1 - \alpha_1)t}, \tag{1}$$

wo
$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}} \quad \text{und} \quad \alpha_1 = \frac{R_1}{2 L_1};$$

die Frequenzkonstante und der Dämpfungsfaktor von Kreis (I).

Die E.M.K., wirkend auf II, erzeugt in diesem Kreis einen Strom von derselben Frequenz und Dämpfung wie diejenigen der E.M.K. Außerdem jedoch haben wir noch einen vorübergehenden Strom in II infolge des Umstandes, daß ein induzierter Kreis nicht instantan auf die einwirkende E.M.K. reagiert, sondern daß eine gewisse Zeit verstreicht, bis ein permanenter Zustand eintritt. Da jedoch in diesem Falle die auf II wirkende E.M.K. selbst intermittierend ist bei Benutzung von Funkenentladungen in I, so wird die Permanenzbedingung niemals erreicht. Der vorübergehende Strom setzt ein jedesmal wenn die E.M.K. beginnt auf II zu wirken, also bei jeder Funkenentladung in I. Der vorübergehende Strom in II hat ebenfalls gedämpften Schwingungscharakter.

Wir haben dann für den totalen Strom in II:

$$I = I_1 + I_2, \tag{2}$$

wo I_1 betrachtet werden kann als der erzwungene Strom und I_2 als der vorübergehende oder freie Schwingungsstrom.

Da I_1 von derselben Frequenz und Dämpfung wie die E.M.K. ist, haben wir:

$$I \propto \varepsilon^{(j\omega_1 - \alpha_1)t} \quad \text{und}$$

$$\frac{dI_1}{dt} = (j\omega_1 - \alpha_1) I_1, \qquad \int I_1 \, dt = \frac{1}{j\omega_1 - \alpha_1} I_1.$$

Gleichung (1) kann deshalb in der folgenden Form geschrieben werden:

$$\left\{ L_2 (j\omega_1 - \alpha_1) + R_2 + \frac{1}{C_2 (j\omega_1 - \alpha_1)} \right\} I_1 = E \varepsilon^{(j\omega_1 - \alpha_1)t},$$

$$I_1 = \frac{E \varepsilon^{(j\omega_1 - \alpha_1)t}}{L_2 (j\omega_1 - \alpha_1) + R_2 + \frac{1}{C_2 (j\omega_1 - \alpha_1)}}, \tag{3}$$

Geht man zu dem reellen Teil über, so steht dies für

$$E \varepsilon^{-\alpha_1 t} \cos \omega_1 t.$$

Dies ist lediglich der mathematische Ausdruck für die Feststellung im Text unmittelbar vor Gleichung (1).

Indem wir setzen $\alpha_2 = \frac{R_2}{2 L_2}$, und $\omega_2^2 + \alpha_2^2 = \frac{1}{L_2 C_2}$, nimmt Gleichung (3) die Form an:

$$I_1 = \frac{E(j\omega_1 - \alpha_1)\,\varepsilon^{(j\omega_1 - \alpha_1)t}}{L_2\{\omega_2^2 - \omega_1^2 + (\alpha_2 - \alpha_1)^2 + 2j\omega_1(\alpha_2 - \alpha_1)\}}. \qquad (4)$$

Das Potential am Kondensator C_2 infolge des ladenden Stromes I_1 ist:

$$V_1 = \frac{1}{C_2}\int I_2\,dt = \frac{E\,\varepsilon^{(j\omega_1 - \alpha_1)t}}{L_2 C_2\{\omega_2^2 - \omega_1^2 + (\alpha_2 - \alpha_1)^2 + 2j(\alpha_2 - \alpha_1)\}}. \qquad (5)$$

Indem nur die reellen Teile von I_1 und V_1 benutzt werden, haben[1]) wir:

$$I_1 = K\sqrt{\omega_1^2 + \alpha_1^2}\,\varepsilon^{-\alpha_1 t}\cos(\omega_1 t + \varphi + \psi), \qquad (6)$$

$$V_1 = \frac{K}{C_2}\varepsilon^{-\alpha_1 t}\sin(\omega_1 t + \varphi), \qquad (7)$$

$$\left.\begin{aligned} \text{wo}\quad K &= \frac{E}{L_2\sqrt{\{\omega_2^2 - \omega_1^2 + (\alpha_2 - \alpha_1)^2\}^2 + 4\omega_1^2(\alpha_2 - \alpha_1)^2}},\\ \operatorname{tang}\varphi &= \frac{\omega_2^2 - \omega_1^2 + (\alpha_2 - \alpha_1)^2}{2\omega_1(\alpha_2 - \alpha_1)},\\ \operatorname{tang}\psi &= \frac{\alpha_1}{\omega_1}. \end{aligned}\right\} \qquad (8)$$

Für die Ausdrücke I_2 und V_2 braucht man nur den Charakter des freien Stromes in einem Kreis von der Selbstinduktion L_2, Kapazität C_2 und Widerstand R_2 zu betrachten. Die Lösung des Problems ist wohlbekannt; wir werden deshalb nur die Endgleichungen angeben; wir haben:

$$I_2 = D_1\,\varepsilon^{-\alpha_2 t}\cos\omega_2 t - D_2\,\varepsilon^{-\alpha_2 t}\sin\omega_2 t, \qquad (9)$$

$$V_2 = \varepsilon^{-\alpha_2 t}\sqrt{\frac{L_2}{C_2}}\left\{D_1\cos(\omega_2 t - \gamma) - D_2\sin(\omega_2 t - \gamma)\right\}, \qquad (10)$$

$$\operatorname{tang}\gamma = \frac{\omega_2}{\alpha_2}.$$

1) Es ist zu bemerken, daß der reelle Teil von $\frac{A + Bj}{X + Yj}$, erhalten durch Multiplikation von Zähler und Nenner mit $X - Yj$, ist $\frac{AX + BY}{X^2 + Y^2}$.

Der Modulus oder Phasenwinkel von $P + Qj$ ist θ, wo $\operatorname{tang}\theta = \frac{Q}{P}$. Für den obigen Bruch ist $\operatorname{tang}\theta = \frac{BX - AY}{AX + BY}$.

Die Konstanten D_1 und D_2 sind aus den Anfangsbedingungen des Problems zu bestimmen.

Wir werden nun gesondert die zwei Fälle betrachten: erstens, wenn die elektrischen Konstanten von II auf Resonanz mit I abgeglichen sind, und zweitens bei geringer Verstimmung.

Resonanzbedingung $\omega_2 = \omega_1$.

Der totale Strom in Kreis II ist:

$$\left.\begin{aligned} I_r &= I_1 + I_2 = \omega_1 K_r \varepsilon^{-\alpha_1 t} \cos(\omega_1 t + \varphi + \psi) + \\ &\qquad \varepsilon^{-\alpha_2 t}(D_1 \cos\omega_1 t - D_2 \sin\omega_1 t), \\ V_r &= V_1 + V_2 = \frac{K_r}{C_2} \varepsilon^{-\alpha_1 t} \sin(\omega_1 t + \varphi) + \\ &\qquad \varepsilon^{-\alpha_2 t} \sqrt{\frac{L_2}{C_2}} \left\{ D_1 \cos(\omega_1 t - \gamma) - D_2 \sin(\omega_1 t - \gamma) \right. . \end{aligned}\right\} \tag{11}$$

$$\begin{aligned} K_r &= \frac{E}{L_2(\alpha_2 - \alpha_1)\sqrt{(\alpha_2 - \alpha_1)^2 + 4\omega_1^2}}, \\ &= \frac{E}{2 L_2 \omega_1 (\alpha_2 - \alpha_1)}. \end{aligned} \tag{12}$$

In den vorstehenden und folgenden Gleichungen ist α^2 vernachlässigt gegen ω^2, $\frac{\alpha^2}{\omega^2}$ ist sehr klein gegen 1.

Der Winkel ψ ist sehr klein, und für die Resonanzbedingung ist der Winkel φ auch sehr klein, wir können also setzen $\psi = \varphi = 0$. Da $\frac{\omega}{\alpha}$ sehr groß ist, so annähernd $\gamma = 90^0$.

Gleichungen (II) reduzieren sich dann auf:

$$\left.\begin{aligned} I_r &= K_r \omega_1 \varepsilon^{-\alpha_1 t} \cos\omega_1 t + \varepsilon^{-\alpha_2 t}(D_1 \cos\omega_1 t - D_2 \sin\omega_1 t), \\ V_r &= \frac{K_1}{C_2} \varepsilon^{-\alpha_1 t} \sin\omega_1 t + \varepsilon^{-\alpha_2 t} \sqrt{\frac{L_2}{C_2}} \left\{ D_1 \sin\omega_1 t + D_2 \cos\omega_1 t \right\}. \end{aligned}\right\} \tag{13}$$

Um die Konstanten D_1 und D_2 zu bestimmen, berücksichtigen wir, daß für $t = 0$, $I = 0$ und $V = 0$. Wir haben dann:

$$\begin{aligned} K_r \omega_1 + D_1 &= 0, \\ D_2 &= 0, \\ \therefore \qquad D_1 &= - K_r \omega_1, \end{aligned}$$

und

$$I_r = K_r \omega_1 \cos\omega_1 t (\varepsilon^{-\alpha_1 t} - \varepsilon^{-\alpha_2 t}). \tag{14}$$

Der Integraleffekt des quadratischen Stromes für einen ganzen Wellenzug ist:

$$J_r^2 = \int_0^\infty I_r^2 \, dt = K_r^2 \omega_1^2 \int_0^\infty \cos^2 \omega_1 t (\varepsilon^{-\alpha_1 t} - \varepsilon^{-\alpha_2 t})^2 \, dt. \tag{15}$$

Das vorstehende Integral ist wohlbekannt (s. z. B. Peirces „Table of Integrals"), und wir bekommen:

$$\left. \begin{aligned} J_r^2 &= K_r^2 \omega_1^2 \left(\frac{1}{4\alpha_1} + \frac{1}{4\alpha_2} - \frac{1}{\alpha_1 + \alpha_2} \right) \\ &= \frac{K_r^2 \omega_1^2 (\alpha_1 - \alpha_2)^2}{4 \alpha_1 \alpha_2 (\alpha_1 + \alpha_2}. \end{aligned} \right\} \tag{16}$$

Verstimmungsbedingung.

In diesem Falle ist $\operatorname{tang} \varphi$ sehr groß und $\varphi = 90^0$ annähernd. Der totale Strom im Kreis und das Potential am Kondensator werden durch folgende Ausdrücke gegeben:

$$\left. \begin{aligned} I = I_1 + I_2 &= - K \omega_1 \varepsilon^{-\alpha_1 t} \sin \omega_1 t + \varepsilon^{-\alpha_2 t} (D_1 \cos \omega_2 t \\ &\qquad - D_2 \sin \omega_2 t), \\ V = V_1 + V_2 &= \frac{K}{C_2} \varepsilon^{-\alpha_1 t} \cos \omega_1 t + \varepsilon^{-\alpha_2 t} \sqrt{\frac{L_2}{C_2}} \{ D_1 \sin \omega_2 t \\ &\qquad + D_2 \cos \omega_2 t \}, \end{aligned} \right\} \tag{17}$$

wo der Wert von K durch (8) gegeben ist.

Für $t = 0$ haben wir $I = 0$ und $V = 0$, also:

$$D_1 = 0,$$

$$\frac{K}{C_2} + \sqrt{\frac{L_2}{C_2}} L_2 = 0.$$

Daher

$$D_2 = - \frac{K}{C_2} \sqrt{\frac{C_2}{L_2}} = - \frac{K}{\sqrt{L_2 C_2}} = K \omega_2. \tag{18}$$

Durch Substitution des vorstehenden Wertes von D_2 in (17) erhalten wir:

$$I = - K \omega_2 \varepsilon^{-\alpha_1 t} \sin \omega_1 t + K \omega_2 \varepsilon^{-\alpha_2 t} \omega_2 t. \tag{19}$$

Der Integraleffekt ist:

$$J^2 = \int_0^\infty I^2 \, dt = K^2 \int_0^\infty \{ \omega_2 \varepsilon^{-\alpha_2 t} \sin \omega_2 t - \omega_1 \varepsilon^{-\alpha_1 t} \sin \omega_1 t \}^2 \, dt. \tag{20}$$

Dieses Integral kann in drei Teile zerlegt werden. Wir haben:

$$\int_0^\infty \varepsilon^{-2\alpha_2 t} \sin^2 \omega_2 t \, dt = \frac{\omega_2^2}{4\alpha_2(\alpha_2^2 + \omega_2^2)} = \frac{1}{4\alpha_2},$$

$$\int_0^\infty \varepsilon^{-2\alpha_1 t} \sin^2 \omega_1 t \, dt = \frac{\omega_1^2}{4\alpha_1(\alpha_1^2 + \omega_1^2)} = \frac{1}{4\alpha_1}$$

$$\int_0^\infty \varepsilon^{-(\alpha_1+\alpha_2)t} \sin \omega_1 t \sin \omega_2 t \, dt$$

$$= \frac{1}{2}\int_0^\infty \varepsilon^{-(\alpha_1+\alpha_2)t} \{\cos(\omega_1 - \omega_2) t - \cos(\omega_1 - \omega_2) t\} \, dt$$

$$\frac{1}{2}\int_0^\infty \varepsilon^{-(\alpha_1+\alpha_2)t} \cos(\omega_1 - \omega_2) t \, dt$$

$$= \frac{1}{2} \frac{1}{(\alpha_1 + \alpha_2)^2 + (\omega_1 - \omega_2)^2} \Big[-(\alpha_1 + \alpha_2)\cos(\omega_1 - \omega_2) t$$

$$+ (\omega_1 - \omega_2)\sin(\omega_1 - \omega_2) t\Big] \varepsilon^{-(\alpha_1+\alpha_2)t} \Big/_0^\infty$$

$$= \frac{1}{2} \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{(\alpha_1 + \alpha_2)^2 + (\omega_1 - \omega_2)^2}.$$

Ebenso

$$\frac{1}{2}\int_0^\infty \varepsilon^{-(\alpha_1+\alpha_2)t} \cos(\omega_1 + \omega_2) t \, dt = \frac{1}{2} \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{(\alpha_1 + \alpha_2)^2 + (\omega_1 + \omega_2)^2}.$$

Kombiniert man die Resultate aus den vorstehenden Integralen, so erhält man:

$$J^2 = \int_0^\infty I^2 \, dt = K^2 \left\{\frac{\omega_1^2}{4\alpha_1} + \frac{\omega_2^2}{4\alpha_2} - \frac{\omega_1 \omega_2 (\alpha_1 + \alpha_2)}{(\alpha_1 + \alpha_2)^2 + (\omega_1 - \omega_2)^2} - \frac{\omega_1 \omega_2 (\alpha_1 + \alpha_2)}{(\alpha_1 + \alpha_1)^2 + (\omega_1 + \omega_2)^2}\right\}. \tag{21}$$

Das letzte Glied in der vorstehenden Gleichung ist vernachlässigbar klein gegen die anderen Glieder, daher

$$\begin{aligned} J^2 &= K^2 \left\{\frac{\omega_1^2}{4\alpha_1} + \frac{\omega_2^2}{4\alpha_2} - \frac{\omega_1 \omega_2 (\alpha_1 + \alpha_2)}{(\alpha_1 + \alpha_2)^2 + (\omega_1 + \omega_2)^2}\right\} \\ &= \frac{K^2}{4}\left\{\frac{(\omega_1^2 \alpha_2 + \omega_2^2 \alpha_1)\{(\alpha_1 + \alpha_2)^2 + (\omega_1 - \omega_2)^2\} - 4\alpha_1 \alpha_2 \omega_1 \omega_2 (\alpha_1 + \alpha_2)}{4\alpha_1 \alpha_2 \{(\alpha_1 + \alpha_2)^2 + \omega_1 - \omega_2)^2\}}\right\}. \end{aligned} \tag{22}$$

Da der Unterschied in den Werten von ω_1 und ω_2 klein ist, können wir schreiben:

$$\omega_1^2 \alpha_2 + \omega_2^2 \alpha_1 = \omega_1^2 (\alpha_1 + \alpha_2) \text{ und}$$
$$4\,\omega_1\,\omega_2\,\alpha_1\,\alpha_2 (\alpha_1 + \alpha_2) = 4\,\omega_1^2 \alpha_1\,\alpha_2 (\alpha_1 + \alpha_2).$$

Bei Benutzung der Endformel müssen wir die so eingeführte Annäherung bedenken, d. h. um exakte Resultate zu bekommen, muß der Unterschied von ω_1 und ω_2 klein gemacht werden.

Mit dieser Annäherung vereinfacht sich Formel (22) zu:

$$J^2 = \frac{K^2\,\omega_1^2}{4}\left\{\frac{(\alpha_1 + \alpha_2)\{(\alpha_1 - \alpha_2)^2 + (\omega_1 - \omega_2)^2\}}{4\,\alpha_1\,\alpha_2\{(\alpha_1 + \alpha_2)^2 + (\omega_1 - \omega_2)^2\}}\right\}. \tag{23}$$

Führen wir den Wert von K^2 aus (8) ein, so erhalten wir:

$$J^2 = \frac{E^2\,\omega_1^2 (\alpha_1 + \alpha_2)\{(\alpha_1 - \alpha_2)^2 + \omega_1 - \omega_2)^2\}}{4\,L_2^2\,\alpha_1\,\alpha_2\{(\alpha_1 + \alpha_2)^2 + (\omega_1 - \omega_2)^2\}\{[(\alpha_2 + \alpha_1)^2 + \omega_2^2 - \omega_1^2]^2 + 4\,\omega_1^2 (\alpha_2 - \alpha_1)^2\}} \tag{24}$$

Der zweite Faktor im Nenner kann auf folgende Form gebracht werden

$$\begin{aligned}\{(\alpha_2 - \alpha_1)^2 + (\omega_2 - \omega_1)^2\}^2 + 4\,\omega_1^2 (\alpha_2 - \alpha_1)^2 &= (\alpha_2 - \alpha_1)^4 \\ &\quad + 2\,(\alpha_2 - \alpha_1)^2 (\omega_2^2 - \omega_1^2 + (\omega_2^2 - \omega_1^2)^2 + 4\,\omega_1^2 (\alpha_2 - \alpha_1)^2 \\ &= (\alpha_2 - \alpha_1)^4 + 2\,(\alpha_2 - \alpha_1)^2 (\omega_2^2 + \omega_1^2) + (\omega_2 + \omega_1)^2 (\omega_2 - \omega_1)^2\end{aligned}$$

Durch Vernachlässigung des Gliedes $(\alpha_2 - \alpha_1)^4$ und durch Benutzung derselben Annäherung wie vorher, reduziert sich Vorstehendes zu

$$4\,\omega_1^2\{(\alpha_2 - \alpha_1)^2 + (\omega_2 - \omega_1)^2\}.$$

Setzt man dies in (24) ein, so erhält man:

$$J^2 = \frac{E^2 (\alpha_1 + \alpha_2)}{16\,L_2^2\,\alpha_1\,\alpha_2\{(\alpha_1 + \alpha_2)^2 + (\omega_1 - \omega_2)^2\}}. \tag{25}$$

Für Resonanzbedingung haben wir durch Kombination von (16) und (12)

$$J_r^2 = \frac{E^2}{16\,L_2^2\,\alpha_1\,\alpha_2 (\alpha_1 + \alpha_2)}. \tag{26}$$

Aus (25) und (26) erhält man durch Division:

$$\frac{J_r^2}{J^2} = \frac{(\alpha_1 + \alpha_2)^2 + (\omega_1 - \omega_2)^2}{(\alpha_1 + \alpha_2)^2}, \tag{27}$$

und

$$\frac{J_r^2 - J^2}{J^2} = \frac{(\omega_1 - \omega_2)^2}{(\alpha_1 + \alpha_2)^2}. \tag{28}$$

Daher
$$\alpha_1 + \alpha_2 = (\omega_1 - \omega_2)\sqrt{\frac{J^2}{J_r^2 - J^2}}. \qquad (29)$$

Wenn δ_1 und δ_2 die log. Dekremente per Halbperiode der Kreise (I) und (II) respektive sind, so $\alpha_1 = 2\,n_1\,\delta_1$ und $\alpha_2 = 2\,n_2\,\delta_2$. Durch Einführung dieser Werte in (29) und unter der Annahme, daß die Frequenzen nahezu die gleichen seien, wird Gleichung (29):

$$\delta_1 + \delta_2 = \pi\left(1 - \frac{n_2}{n_1}\right)\frac{J}{\sqrt{J_r^2 - J^2}}, \qquad (30)$$

die allbekannte Formel für das log. Dekrement, wie sie in allen wissenschaftlichen Werken über Radiotelegraphie zu finden ist.

(Nach dem Englischen. E.)

(Eingesandt 20. September 1915.)

Adresse des Autors: 1855 Calver Street, Washington D. C., U. S. A.

Maximilian Ehrhardt: Über elektrische Schwingungen in Luft und längs Drähten (Ann. Phys. **47**, 809, 1915).

Verfasser faßt die Resultate seiner Untersuchung wie folgt zusammen:

In der vorliegenden Arbeit sind die von den bisherigen Beobachtern angeführten Fehlerquellen bei der objektiven Bestimmung der Interferenzkurven elektrischer Schwingungen genau geprüft worden und nachgewiesen, daß in einem störungsfreien Gebiet die Ausbildung der Interferenzkurven vollkommen der Maxwellschen Theorie entspricht, indem die Intensität in unmittelbarer Nähe des Schirmes gleich Null ist. Das erste Maximum ist auch bei einer Stoßerregung[1]) im Oszillator das größte und liegt genau um $\lambda/4$ vor dem Schirme. Die folgenden Maxima sind entsprechend ihrer Entfernung vom Schirme kleiner. Die Intensität der elektrischen Schwingungen nimmt in Luft umgekehrt proportional dem zurückgelegten Wege ab. Die Wellenlänge der elektrischen Schwingungen in Luft und längs Drähten ist dieselbe. Zur Aufnahme der Interferenzkurven muß man entweder einen abgestimmten oder einen vollkommen aperiodisch gedämpften Resonator verwenden. Vorher muß man sich jedoch von der Abwesenheit irgendwelcher äußeren Störungen oder Reflexionen überzeugen. E.

1) Vgl. dagegen Herrmann, Diss. Halle 1913.

(Eingesandt 25. August 1915.)

Martin Sjöström: Untersuchungen über Hertzsche Wellen in Luft. Ein Beitrag zur Frage nach der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellen in Luft und an Drähten. (Ann. d. Phys. **45**, 353—376, 1914.)

In einem früheren Aufsatz (Ref. Jahrb. **9**, 74, 1914) hat Verfasser gezeigt, daß Messungen der Wellenlänge (λ) und des Dekrements für freie Hertzsche Wellen (λ = ca. 1 m) oft infolge der an den Begrenzungsflächen des Arbeitsraumes reflektierten Wellen in hohem Grade mißweisend ausfallen, und zwar auch wenn der Oszillator (O) und der Resonator (R) sich verhältnismäßig nahe aneinander befinden. Die hier zu referierende Arbeit bildet eine Fortsetzung der eben erwähnten und bezweckt nachzuweisen, in welchem Grade diese störenden Wellen auf eine Wellenlängenbestimmung nach der Hertzschen Methode mit Spiegelung der Welle an einem planen Metallspiegel einwirken können, und ferner ob deren Einwirkung sich in älteren experimentellen Arbeiten verspüren läßt und solchenfalls, in welcher Richtung die Resultate derselben dadurch verschoben werden.

Oszillator und Resonator, beide von dem linearen Typus, wurden von schlanken hölzernen Stativen in horizontaler Stellung getragen, mitten zwischen Fußboden und Decke in demselben Arbeitsraum, in welchem die frühere Untersuchung ausgeführt wurde. Der Metallspiegel (340 cm hoch, 485 cm breit) war aus Stanniol hergestellt, das auf Papier aufgeklebt worden war, welch letzteres seinerseits auf Leinwand aufgezogen war. Er wurde über einem dünnen Holzgerüst vertikal gespannt gehalten, etwa 1 m von der einen Querwand.

Die stehende Welle wurde für verschiedene Abstände zwischen Spiegel (S) und Oszillator sowie für verschiedene λ gemessen. Fig. 1 und 2 zeigen, wie verschieden die Kurven sich gestalten können, wenn nur $O-S$ von 326 zu 526 cm geändert wird, λ aber konstant = 87,2 cm ist. Aus Fig. 2 ersieht man, daß für die Aufstellung von O, die diese Figur repräsentiert, die Intensität der Maxima um so mehr abnimmt, je weiter weg von dem Spiegel man kommt — das zweite Maximum erscheint gleichwohl bemerkenswert hoch. Fig. 1 dagegen illustriert den Fall, daß die Intensität der Maxima zunächst dem Spiegel klein ist, weiter davon weg zunimmt, um schließlich wieder abzunehmen.

Berechnet man $\lambda/2$ aus dem Abstande von dem betreffenden Maximum (M) und Minimum (m) zum Spiegel, so erhält man die Werte, die in nachstehender Tabelle wiedergegeben sind.

$O - S = 326$					$O - S = 526$				
Nr.	Max.	$\frac{\lambda}{2}$	Min.	$\frac{\lambda}{2}$	Nr.	Max.	$\frac{\lambda}{2}$	Min.	$\frac{\lambda}{2}$
1	12,5	25	36	36	1	—	—	46,5	46,5
2	58	38,7	82,5	41,8	2	69	46,0	97	48,5
3	107	42,8	131,5	43,8	3	116	46,4	147,5	49,0
4	155	44,3	183,5	45,9	4	163,5	46,7	184	46,0
5	197	43,8	225	45,0	5	211	47,0	219	43,8
6	238	44,3	—	—	—	—	—	—	—

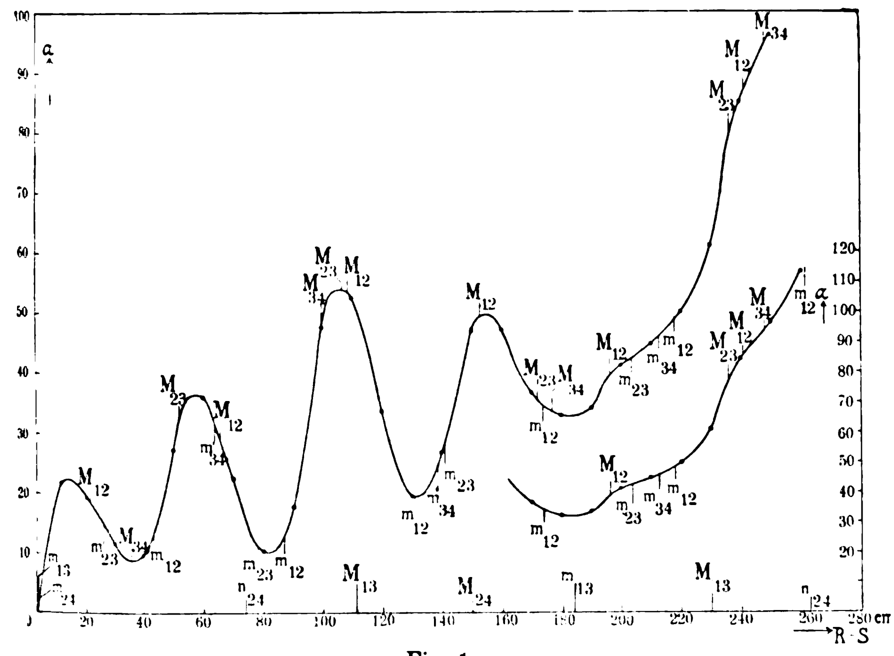


Fig. 1.
$O = 40{,}3$ cm, $O - S = 326$ cm.

Berücksichtigt man für $O—S = 526$ nur die inneren, deutlich markierten Maxima und Minima, so ergeben die ersteren übereinstimmend $\lambda/2 = 46{,}4$, die letzteren 48,0 cm oder im Mittel 47,2, ein Wert, der gleichwohl um $10\,\%$ den wahren Wert 43,6 übersteigt. Für $O—S = 326$ ergibt die Interferenzkurve Werte, die von 36 bis zu 45,9 cm ansteigen. Welches in dieser Serie der richtige λ-Wert ist, läßt sich daher, wie es scheint, unmöglich entscheiden.

Die Verschiebungen der Maxima und Minima, die Verstärkung und Abschwächung großer Partien der Interferenzkurve, für die diese Figuren Beispiele darbieten, lassen sich ohne Schwierigkeit erklären, wenn man bedenkt, daß die Interferenzkurve, die wir messen, aufgefaßt werden kann als entstanden durch das Zusammenwirken von Wellen, die von folgenden Strahlungsquellen ausgehen: 1. Oszillator, 2. Spiegelbild des Oszillators am Metallspiegel, 3. zwei Spiegelbilder von 1. an Fußboden und Decke, 4. zwei Spiegelbilder von 2. an Fußboden und Decke. Die Strahlung von anderen Spiegelbildern her

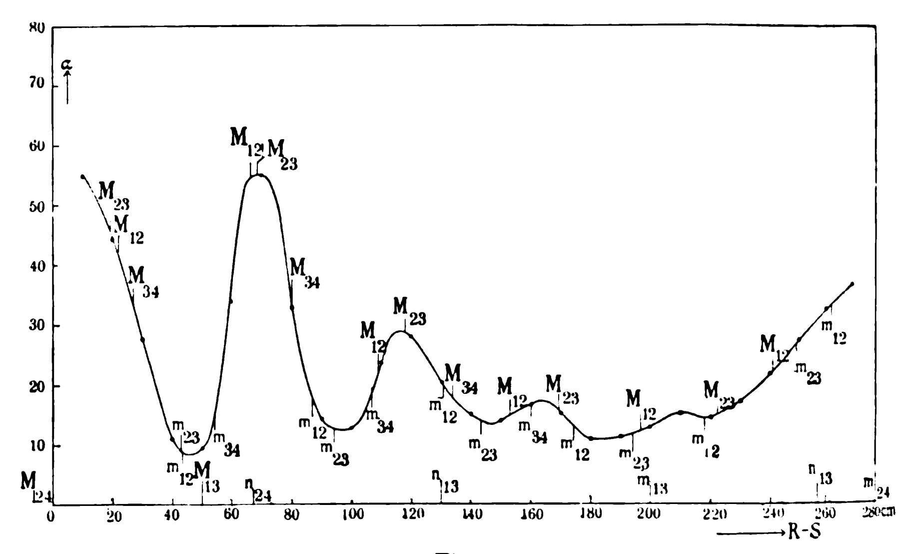


Fig. 2.
$O = 40{,}3$ cm, $O - S = 526$ cm.

kann vernachlässigt werden, da sie entweder zu weit abliegen oder auch nur eine schwache Strahlung in der Richtung nach dem Oszillator liefern.

In den Figuren sind nun die M und m, die durch Interferenz zwischen den Wellen von den betreffenden Strahlungszentren her entstehen würden, markiert. So repräsentieren z. B. M_{12} und m_{12} die Lage der Maxima und Minima in der unentstellten Interferenzkurve. M_{23} ist die Lage eines Intensitätsmaximums, erzeugt durch Zusammenwirken der Wellen von 2 und 3 her, usw., n_{13} bedeutet, daß 1 und 3 dort eine Phasenverschiebung von $\frac{\pi}{2}$, $3\frac{\pi}{2}$ usw. haben. Man sieht aus

den Figuren, daß diese Betrachtungsweise eine befriedigende Erklärung für die Anomalien in der Interferenzkurve liefert.

Eine nähere Diskussion darüber, wie dieses Zusammenwirken der einzelnen Wellen die Interferenzkurve formen muß, ergibt, daß die Systeme (1, 3) und (2, 4) langgestreckte M und m haben und daher das langperiodige Steigen und Fallen derselben bedingen. Die Systeme (2, 3) und (3, 4) dagegen ergeben M und m, die in etwas größerem Abstande voneinander als die des Systems (1, 2) liegen und dadurch bewirken, daß die resultierenden M und m in der gemessenen Kurve bald nach dem Spiegel hin verschoben, bald von demselben entfernt erscheinen, je nachdem M_{23} und m_{23} usw. näher oder weiter ab von dem Spiegel als M_{12} usw. zu liegen kommen.

Es wird darauf nachgewiesen, daß, wenn die aus mehreren Maxima- und Minimalagen berechneten λ-Werte nicht völlig übereinstimmen, man dennoch imstande ist, aus dem ungefähren Werte von λ sowie bei Kenntnis des Abstandes zu den reflektierenden Flächen zu berechnen, welches das wenigst verschobene M bzw. m ist. Von dem aus diesem erhaltenen λ-Wert ausgehend, kann man dann durch sukzessive Approximation einen immer zuverlässigeren Wert der Wellenlänge erhalten.

Bei einer Prüfung der Literatur findet man vielfache Beispiele von derartigen anomalen Kurven. Hertz, Sarrasin und de la Rive haben mit solchen gearbeitet, und insbesondere in der großen Arbeit der letzteren über die Interferenz elektrischer Wellen (Arch. de Genève, **29**, 385ff., 442ff 1893), wo die Kurven auch dargestellt sind, findet man leicht die typischen Fälle wieder, die ich oben exemplifiziert habe. Eine sorgfältig ausgeführte Arbeit von M. Hammer (Verh. d. D. phys. Ges. **13**, S. 27, 1911), die eben die Übereinstimmung zwischen der Geschwindigkeit in Luft und längs geraden Drähten nachweisen will, weist gleichfalls derartige Anomalien auf. Er findet, daß die Geschwindigkeit in Luft 1—1,5 % größer ist als längs Drähten. Eine Durchrechnung eines der Fälle, wo die Anomalie in der Interferenzkurve sehr deutlich ist, zeigt indessen, daß, wenn die Einwirkung der an Fußboden und Decke reflektierten Wellen berücksichtigt wird, Hammers Experimente gerade das Resultat ergeben, daß die Geschwindigkeit in Luft dieselbe ist wie die längs Drähten.

Ein anderer Forscher (Mac Lean, Phil. Mag. **48**, S. 115, 1899) beabsichtigt eine absolute Bestimmung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit in Luft aus λ und der Schwingungszahl (photogr. des Funkens in rotierendem Spiegel). Aber obwohl der Abstand zwischen sukzessiven

Die Messung von Wellenlängen.

Zunächst wird der veränderliche Kondensator auf 180° eingestellt. Dann stellt man die Wellenlängenskala so ein, daß die zu der in den Schwingungskreis eingeschalteteten Spule gehörige rote Marke auf der Skala unmittelbar unter dem mit der Kondensatorachse verbundenen Zeiger steht. Die Wellenlängenskala bleibt in dieser Lage stehen, und wenn der Kondensator geändert wird, spielt der Zeiger über der Skala und zeigt die Wellenlänge an, bei welcher man Resonanz erhält; diese gibt sich durch den Höchstausschlag des Zeigers am Hitzdrahtinstrument zu erkennen.

Wenn das Instrument als Empfänger mit Detektor und Telephonen oder unter Benutzung eines Summers als Sender verwandt wird, gilt die Skala für das Wellenlängengebiet unterhalb der 90°-Stellung des Kondensators nicht streng. In derartigen Fällen muß man für die kleine Korrektion Eichkurven zu Hilfe nehmen.

Man kann das Instrument in interessanter Weise benutzen, um hörbare Signale seitens eines Generators ungedämpfter Schwingungen zu empfangen, etwa seitens eines Lichtbogenkreises oder einer Hochfrequenzmaschine. Zu diesem Zwecke erregt man in dem Wellenmesserkreise mittels der bekannten Summerschaltung Schwingungen und verbindet die Telephonempfänger mit der Klemme *a* (Fig. 10) statt mit der Klemme *b*. Werden unter solchen Verhältnissen in dem Schwingungskreise ungedämpfte Schwingungen induziert, so entsteht ein Heterodyneffekt, und der Wellenmesser wird dann zu einem verhältnismäßig empfindlichen Empfänger für ungedämpfte Schwingungen. Sehr schwache in Lichtbogenschwingungskreisen auftretende Oberschwingungen lassen sich durch derartige Verwendung des Instrumentes leicht messen.

Bestimmung des Dekrementes des Instrumentes.

Um das logarithmische Dekrement δ_1 des zu untersuchenden Schwingungskreises zu erhalten, muß man das Dekrement δ_2 des Instrumentes kennen, um dieses von den Angaben der Skala, die $\delta_1 + \delta_2$ liefern, abziehen zu können.

Ein ideales Verfahren zur Bestimmung von δ_2 würde darin bestehen, den Kondensator des Instrumentes auf ein gegebenes Potential zu laden und ihn sich durch den Schwingungskreis entladen zu lassen, und zwar zunächst ohne zugeschalteten Widerstand, danach unter Einschaltung eines bekannten Widerstandes in den Kreis; dabei würde

man in jedem der beiden Fälle die Angaben des Hitzdrahtinstrumentes verzeichnen.

Die Energie in dem Schwingungskreise würde dann in beiden Fällen gleich sein, und es wäre

$$I_1^2 R = I_2^2 (R + \Delta R),$$

wo R der Widerstand des Kreises und ΔR der zugeschaltete Widerstand ist. Dann ist

$$R = \Delta R \frac{I_2^2}{I_1^2 - I_2^2},$$

wo I_2^2 und I_1^2 die Angaben des Hitzdrahtinstrumentes mit bzw. ohne Zusatzwiderstand bedeuten, Angaben, die dem Quadrate der in dem Kreise fließenden Stromstärke proportional sind.

Kennt man die Selbstinduktion L oder die Kapazität C des Schwingungskreises, so ist δ_2 für jeden beliebigen Wert von ω bestimmt, denn es ist

$$\delta_2 = \pi R C \omega = \pi \frac{R}{L \omega}.$$

Ein in der Praxis angewandtes Verfahren, welches diesem Idealfalle überaus nahe kommt, ist folgendes:

Dem Instrument wird durch Stoßerregung Energie zugeführt; in diesem Falle bestehen in dem Kreise des Instrumentes nahezu freie Schwingungen. Die Schwingungszahl und die Dämpfung dieser Schwingungen werden daher durch die Konstanten des Kreises bestimmt. Um den Widerstand des Kreises zu bestimmen, liest man das Hitzdrahtinstrument mit und ohne Zuschaltewiderstand ab. Die Energie in dem Schwingungskreise wird indessen in der Praxis nicht in beiden Fällen streng gleich sein, und es ist

$$I_1^2 R = K I_2^2 (R + \Delta R),$$

oder:

$$R = \Delta R \frac{K I_2^2}{I_1^2 - K I_2^2}.$$

Durch frühere Arbeiten über diesen Gegenstand[1]) ist der Nachweis erbracht worden, daß

$$K = 1 + \frac{\Delta \delta}{\delta_1 + \delta_2}$$

ist, wo δ_1 das Dekrement des erregenden Kreises, δ_2 das Dekrement

1) J. Zenneck, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie, 1913, S. 142.

des Instrumentkreises und $\Delta\delta$ das von der Einschaltung des kleinen Widerstandes ΔR herrührende Zusatzdekrement ist.

Für den Fall der Stoßerregung, wo δ_1 sehr groß gegenüber $\Delta\delta$ ist, wird, wie ersichtlich, K sehr nahezu gleich 1 werden, und wir können dann für die Zwecke der Praxis schreiben:

$$R = \Delta R \frac{I_2^2}{I_1^2 - I_2^2} = \Delta R \frac{1}{\frac{I_1^2}{I_2^2} - 1}.$$

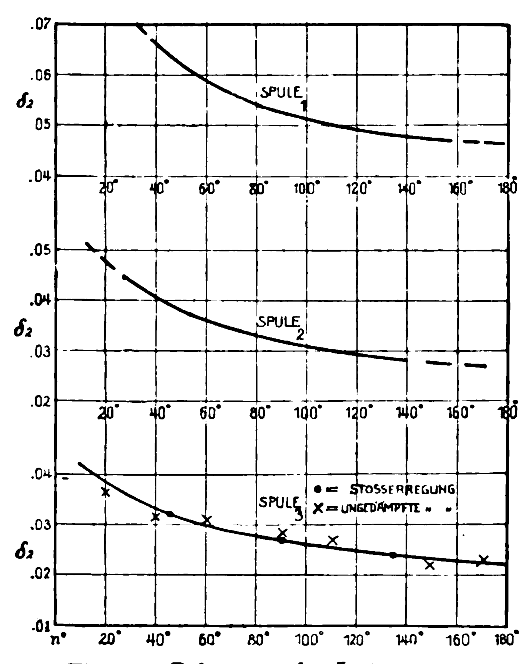


Fig. 11. Dekrement des Instruments.

Will man den Zusatzwiderstand ΔR gleich dem Widerstande im Instrumentkreise, R, machen, oder, was dasselbe ist, $\Delta\delta$ gleich δ_2 machen, so ist für den Fall der Stoßerregung

$$\frac{I_1^2}{I_2^2} = 2.$$

Ist ferner, wie im Falle ungedämpfter Schwingungen, $\delta_1 = 0$, so ist

$$K = 2$$

und

$$\frac{I_1^2}{I_2^2} = 4.$$

Im allgemeinen hängt daher, wenn man den Zuschaltewiderstand ΔR dem Widerstande R des Instrumentes gleich machen will, das Verhältnis, in welchem man I_1^2 erniedrigen muß, oder das Verhältnis $\frac{I_1^2}{I_2^2}$, von dem Verhältnis zwischen δ_1 und δ_2 ab. Wenn nämlich

$$\Delta\delta = \delta_2$$

ist, so ist

$$K = 1 + \frac{\delta_2}{\delta_1 + \delta_2} = 1 + \frac{1}{\frac{\delta_1}{\delta_2} + 1}.$$

und es ist für

$$\delta_1 = 0$$
$$K = 2$$

und

$$\frac{I_1^2}{I_2^2} = 4;$$

für

$$\delta_1 = \infty$$
$$K = 1$$

und

$$\frac{I_1^2}{I_2^2} = 2.$$

Für Werte von $\frac{\delta_1}{\delta_2}$ zwischen 0 und ∞ wird sich K zwischen 2 und 1 ändern und dementsprechend das Verhältnis $\frac{I_1^2}{I_2^2}$ von 4 bis 2.

Das unmittelbarste und einfachste Verfahren, δ_2 zu erhalten, besteht indessen in der Erregung des Instrumentes mittels ungedämpfter Schwingungen. Dann ist, wie am Eingang dieser Arbeit dargelegt wurde,

$$\delta_2 = \pi \frac{C_2 - C_1}{C_2 + C_1} \sqrt{\frac{I^2}{I_r^2 - I^2}}.$$

Wenn geeignete Hilfsmittel zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen nicht zu Gebote stehen, so liefert das Verfahren der Stoß-

erregung gute Ergebnisse, vorausgesetzt, daß δ_1 gegenüber $\Delta\delta$ sehr groß ist.

Die Kurven in der Fig. 11 geben die Werte von δ_2 für die Spulen 1, 2 und 3 bei verschiedenen Einstellungen des veränderlichen Kondensators wieder. Diese Werte wurden nach dem Verfahren der Stoßerregung erhalten.

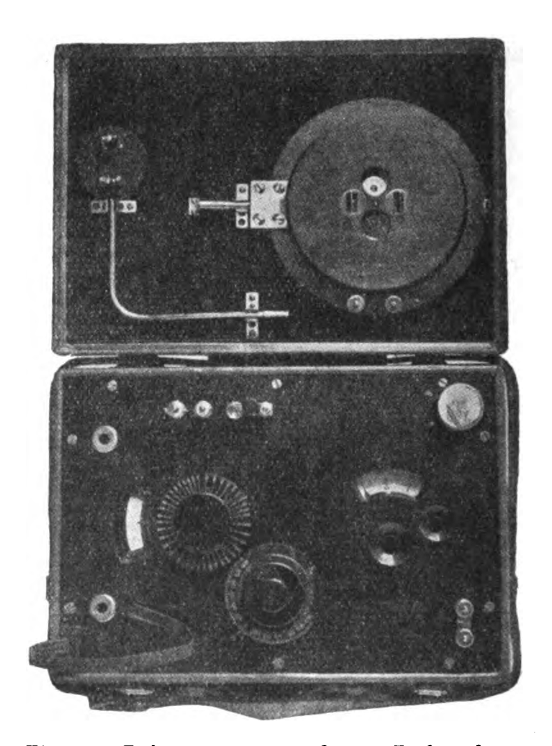


Fig. 12. Dekremeter in tragbarem Ledergehäuse.

Auf der Kurve 3 sind die Werte von δ_2 bezeichnet, die bei Verwendung ungedämpfter Schwingungen seitens eines Poulsenschen Lichtbogens als Erregungsquelle erhalten wurden.

In Fig. 12 ist das ganze Dekremeter mit aufgeklapptem Deckel des für den Transport dienenden Gehäuses dargestellt. Wie ersichtlich, sind die Koppelungs- und die Dekremeterspulen für den Transport im Deckel untergebracht. Der Zweck der übrigen in der Figur sichtbaren Teile wird aus den Erläuterungen unter der Fig. 10 hervorgehen.

Fig. 13 ist eine photographische Aufnahme des Inneren des Instrumentes. Rechts sieht man den speziell konstruierten veränderlichen Kondensator und links den bei der anfänglichen Eichung einmal für alle ein-

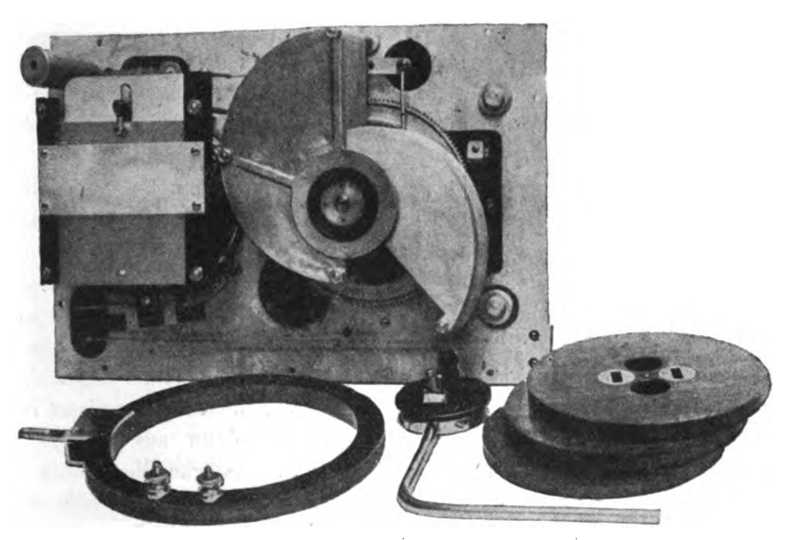


Fig. 13. Innenansicht des Dekremeters mit den Kondensatoren.

gestellten Kondensator. Dieser letztere hat die Gestalt eines rechteckigen Gleitkondensators mit ineinandergreifenden Platten.

(Nach Proceedings of the Institute of Radio Engineers 3, 29—53, 1915, aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingesandt 15. April 1915.)

Adresse des Autors: The Institute of Radio Engineers, 111 Broadway, New York, City, U. S. A.

Ein Verfahren zur Bestimmung logarithmischer Dekremente.

Von **Louis Cohen.**[1])

Das einzige Verfahren, über das wir gegenwärtig verfügen, um das logarithmische Dekrement gedämpfter oszillatorischer Ströme zu bestimmen, ist das von Bjerknes. Dieses Verfahren beruht auf folgendem Prinzip:

Ein resonierender Schwingungskreis, der eine Selbstinduktion. einen veränderlichen Kondensator und ein Thermoinstrument enthält, wird lose mit dem erregenden Kreise gekoppelt, dessen logarithmisches Dekrement man bestimmen will. Der resonierende Kreis wird zunächst so eingestellt, daß er mit dem erregenden Kreise genau in Resonanz steht; darauf wird er durch Verändern der Kapazität des Kondensators ein wenig verstimmt. Die Ablesungen der beiden zugehörigen Stromstärken werden verzeichnet. Unter Benutzung gewisser von Bjerknes aufgestellter Formeln kann man dann aus den so gewonnenen Ablesungen für die Werte der Stromstärke die Summe der logarithmischen Dekremente des erregenden und des resonierenden Kreises ermitteln. Die Formeln, die Bjerknes für dieses Problem abgeleitet hat, lauten folgendermaßen:

Wenn die beiden Schwingungskreise in Resonanz stehen, ist das Quadrat der Stromstärke in dem resonierenden Kreise durch

$$I_r^2 = \frac{E^2}{16\,L_2^{\,2}\,\alpha_1\,\alpha_2\,(\alpha_1 + \alpha_2)} \tag{1}$$

gegeben.

Für den Fall, daß keine Resonanz stattfindet, ist das Quadrat der Stromstärke im resonierenden Kreise durch

$$I^2 = \frac{E^2}{16\,L_2^{\,2}} \cdot \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{\alpha_1 \cdot \alpha_2} \cdot \frac{1}{4\pi^2(n_1 - n_2)^2 + (\alpha_1 + \alpha_2)^2} \tag{2}$$

gegeben. Hier sind α_1 und α_2 die Dämpfungsfaktoren des erregenden und des resonierenden Kreises, und n_1 bzw. n_2 sind die Schwingungszahlen der Eigenschwingungen des Schwingungskreises für den Zustand der Resonanz bzw. der Nichtresonanz. Aus den beiden vorgenannten Formeln können wir leicht einen Ausdruck für die Summe

1) Vorgetragen in der Versammlung des Institute of Radio Engineers zu New York am 4. März 1914. (Vgl. Proceedings dieses Instituts Nr. 3, S. 237, 1914.)

der Dämpfungsfaktoren der beiden Kreise ableiten; dieser Ausdruck lautet:

$$\alpha_1 + \alpha_2 = 2\pi (n_1 - n_2) \frac{I}{\sqrt{I_r^2 - I^2}} \tag{3}$$

Die Summe der logarithmischen Dekremente ist für eine vollständige Periode der beiden Schwingungskreise:

$$\delta_1 + \delta_2 = 2\pi \left(1 - \frac{n_1}{n_2}\right) \frac{I^2}{\sqrt{I_2^2 - I^2}} \tag{4}$$

Der vorstehende Ausdruck vereinfacht sich, wenn wir für den Fall der Nichtresonanz die Kapazität so einstellen, daß das Quadrat der Stromstärke auf die Hälfte seines Wertes für den Fall der Resonanz abnimmt, und wenn wir ferner n_1 und n_2 durch die diesen Schwingungszahlen entsprechenden Kapazitäten ausdrücken. In diesem Falle geht die Formel (4) über in

$$\delta_1 + \delta_2 = \pi \frac{C_1 - C_2}{C_2} \tag{5}$$

wo C_1 und C_2 die Kapazitäten sind, die dem Zustande der Resonanz bzw. jenem der Nichtresonanz entsprechen.

Die vorstehende Formel ist die bei der Messung logarithmischer Dekremente und bei der Konstruktion von Dekrementmessern allgemein gebräuchliche.

Die Gültigkeitsgrenzen der Formel von Bjerknes sind bekannt. Bei der Ableitung der Formel (2) sind gewisse Annäherungen eingeführt worden, denen man in jedem Einzelfalle Rechnung tragen muß; anderenfalls kann das Ergebnis fehlerhaft werden, wie Eccles und Makower[1]) experimentell nachgewiesen haben. Es ist daher sehr wünschenswert, ein anderes Verfahren zur Messung logarithmischer Dekremente auszuarbeiten, das zur Kontrolle des älteren Verfahrens dienen und, falls es sich als geeignet erweisen sollte, in die allgemeine Praxis eingeführt werden könnte.

Das Verfahren, das ich hier zur Messung logarithmischer Dekremente vorschlagen möchte, ist folgendes:

Wie bei dem Verfahren von Bjerknes koppeln wir mit dem erregenden Kreise lose einen resonierenden Kreis, der eine Selbstinduktion und einen veränderlichen Kondensator enthält, und stellen letzteren

W. H. Eccles and A. J. Makower, The Efficiency of Short Spark Methods of Generating Electrical Oscillations. The Electrician 65, 1014, 30. Sept. 1910.



Kreis so ein, daß er mit dem erregenden genau in Resonanz steht. Der Wert des Quadrates der Stromstärke im resonierenden Kreise ist durch

$$I_r^2 = \frac{E^2}{16 L_2^2 \alpha_1 \alpha_2 (\alpha_1 + \alpha_2)} \tag{6}$$

gegeben, wenn, wie in den früheren Formeln, α_1 und α_2 die Dämpfungsfaktoren im erregenden und im resonierenden Kreise sind. Wir wollen nun annehmen, es werde in den resonierenden Schwingungskreis ein induktionsfreier Zusatzwiderstand eingeschaltet, so daß sich der Widerstand dieses Kreises von R_2 in $S R_2$ ändert, wo S größer als 1 ist. Offenbar wird auch der Dämpfungsfaktor α_2 in demselben Verhältnis verändert, und die Stromstärke nimmt ab. Bezeichnen wir den Wert der Stromstärke im vorliegenden Falle mit I, so werden wir erhalten:

$$I^2 = \frac{E^2}{16 L_2^2 \alpha_1 S \alpha_2 (\alpha_1 + S \alpha_2)} \tag{7}$$

Aus den Gleichungen (6) und (7) erhalten wir durch Division:

$$\frac{I^2}{I_r^2} = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{S(\alpha_1 + S \alpha_2)} \tag{8}$$

Wenn wir den Betrag des in den resonierenden Kreis eingeschalteten Zusatzwiderstandes so lange verändern, bis das Quadrat der Stromstärke auf die Hälfte seines ursprünglichen Wertes abgenommen hat, so erhalten wir nach Gleichung (8):

$$\frac{\alpha_1 + \alpha_2}{S \alpha_1 + S^2 \alpha_2} = \frac{1}{2} \tag{9}$$

Folglich wird:

$$2 \alpha_1 + 2 \alpha_2 = S \alpha_1 + S^2 \alpha_2$$

und:

$$\alpha_1 (2 - S) = \alpha_2 (S^2 - 2)$$

oder:

$$\alpha_1 = \frac{S^2 - 2}{2 - S} \alpha_2 \tag{10}$$

Wir haben hier den Wert des Dämpfungsfaktors α_1 des erregenden Kreises direkt durch den Wert von α_2 ausgedrückt. Wenn wir den Widerstand und die Selbstinduktion des resonierenden Kreises genau kennen, so kennen wir auch den Wert von α_2 und können danach aus der Gleichung (10) den Wert von α_1 erhalten. Wenn wir den Wert von α_1 kennen, so ist das logarithmische Dekrement:

$$\delta_1 = \frac{\alpha_1}{n} \tag{11}$$

In der Praxis kann es sich als schwierig herausstellen, eine hinreichend feine Änderung des Widerstandes zu erreichen, so daß in jedem Falle das Quadrat der Stromstärke auf die Hälfte seines Resonanzwertes abnimmt; aber das ist nicht notwendig. Nehmen wir an, wir führten in den Schwingungskreis einen bestimmten Widerstand ein, der den Wert des Quadrates der Stromstärke auf irgendeinen Bruchteil seines Resonanzwertes herabsetzt; wenn wir diesen Bruchteil mit m bezeichnen, so erhalten wir nach Gleichung (8):

$$\frac{I^2}{I_r^2} = m = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{S(\alpha_1 + S\alpha_2)} \tag{12}$$

Hieraus können wir leicht den Wert von α_1 als Funktion des Wertes von α_2 erhalten, und zwar folgendermaßen:

$$\alpha_1 = \frac{m S^2 - 1}{1 - m S} \alpha_2 \tag{13}$$

Setzen wir $m = \frac{1}{2}$, so geht die Gleichung (13) in die Gleichung (10) über.

Das im vorstehenden skizzierte Verfahren dürfte sich in der Handhabung sehr einfach gestalten und muß bei sorgfältiger Bestimmung der Konstanten des Resonanzkreises genaue Ergebnisse liefern. Dieses Verfahren wird sich besonders zur Messung kleiner logarithmischer Dekremente eignen, weil man α_2 klein machen kann und daher eine kleine Größe durch eine andere kleine Größe ausdrückt.

Will man das hier vorgeschlagene Prinzip bei der Konstruktion von Dekrementmessern verwirklichen, so braucht man nur einen Resonanzkreis, dessen Widerstand und Selbstinduktion man innerhalb des Frequenzenbereiches, für den das Instrument benutzt werden soll, genau kennt. Man kann für jedes Instrument eine Reihe von Kurven aufstellen, welche die Werte von R_2 und α_2 als Funktionen der Schwingungszahl angeben. Kennt man den Wert von R_2, so kann man den Wert von S leicht aus der bekannten Widerstandsvermehrung erhalten, die erforderlich ist, um das Quadrat der Stromstärke auf die Hälfte seines ursprünglichen Wertes herabzusetzen, und man kennt somit sämtliche in die Formel (10) eingehenden Faktoren. Die Schwingungszahl kann man natürlich mit demselben Instrument ermitteln.

Zusammenfassung.

Das Verfahren von Bjerknes zur Bestimmung des logarithmischen Dekrementes des Sekundärkreises zweier miteinander gekoppelter Schwingungskreise wird kritisch erörtert. Der Verfasser schlägt

ein neues Verfahren zur Bestimmung dieses Dekrementes vor. Bei diesem Verfahren schaltet man einen bekannten Zusatzwiderstand in den Sekundär- (oder Resonanz-) Kreis ein, und nicht, wie bei dem Verfahren von Bjerknes, in den Primärkreis. Es wird ein Ausdruck angegeben, der das logarithmische Dekrement des Sekundärkreises als Funktion des logarithmischen Dekrementes des Primärkreises und bekannter oder meßbarer Größen enthält. Die praktische Anwendung des Verfahrens wird beschrieben.

Erörterung.

John Stone Stone: Wir haben hier einen hochinteressanten Beitrag zu einem wichtigen Gegenstande.

Aus der Natur der beschriebenen Versuche geht hervor, daß sich S nur zwischen $\sqrt{2}$ und 2 (oder zwischen 1,414 und 2) bewegen kann. Das Verhältnis S muß daher sehr genau bestimmt werden, zumal wenn das Verhältnis $\frac{\alpha_1}{\alpha_2}$ klein ist. Bei den hohen Schwingungszahlen, die in der drahtlosen Telegraphie vorkommen, ist es indessen nicht immer ganz leicht, diese Widerstände mit großer Genauigkeit zu bestimmen. Als ein Beispiel dafür, wie groß die Genauigkeit in einem gegebenen Falle sein muß, sei erwähnt, daß ein Fehler von $\frac{1}{2}$ v. H. in dem Verhältnis S einen Fehler von mehr als 100 v. H. in dem Verhältnis $\frac{\alpha_1}{\alpha_2}$ hervorbringen wird, wenn $\frac{\alpha_1}{\alpha_2} = 0{,}068$ oder annähernd $= \frac{1}{15}$ ist. Wenn hingegen das Verhältnis $\frac{\alpha_1}{\alpha_2} = 20$ ist, so bringt ein Fehler von $\frac{1}{2}$ v. H. im Verhältnis S einen Fehler von 16 v. H. im Verhältnis $\frac{\alpha_1}{\alpha_2}$ hervor. Wenn jedoch die Dämpfungskoeffizienten oder Konstanten des erregenden und des erregten Kreises nicht sehr voneinander verschieden sind $\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_2} \text{ nahezu gleich } 1\right)$, so ist das Verfahren keinen so tiefgreifenden Einwendungen ausgesetzt und kann sich in dem Gebiete, auf das der Verfasser hingewiesen hat, als nützlich erweisen.

Die Schwierigkeit, auf die ich hingewiesen habe, ist vielleicht nicht unüberwindlich; wenn nämlich das Verhältnis von $\frac{\alpha_1}{\alpha_2}$ für eine genaue Messung nicht günstig ist, kann man möglicherweise zu beiden

Kreisen bekannte Widerstände hinzufügen, bis das Verhältnis günstig wird, und dann beim Endergebnis diese Zusatzwiderstände in Rechnung bringen.

Es scheint indessen, daß es in diesem Falle nötig sein wird, mehr als eine einzige Messung auszuführen, und unter diesen Verhältnissen würde das Verfahren seinen Hauptvorzug einbüßen, nämlich seine schöne Einfachheit, durch die es sich in den Fällen, in denen es nach der Beschreibung des Verfassers ohne weiteres anwendbar ist, so sehr empfiehlt.

Frederick A. Kolster: Die Arbeit behandelt einen Gegenstand, für den ich mich seit einiger Zeit sehr interessiere, besonders im Zusammenhange mit dem Verfahren von Bjerknes zur Ermittelung logarithmischer Dekremente.

Daß der Anwendung des Bjerknesschen Verfahrens Grenzen gesetzt sind, ist natürlich bekannt. Ich bin aber der Meinung, daß diese Grenzen in der Praxis nicht so schwerwiegend sind, wie es nach den Ergebnissen mancher Versuche den Anschein hat.

Cohen verweist auf eine Arbeit von Eccles und Makower. Diese Arbeit enthält die Ergebnisse einiger Versuche, bei denen der Widerstand eines Schwingungskreises aus dem Dekrement bestimmt worden ist. Es ist durchaus nicht klargestellt, daß die bei diesen Ergebnissen erhaltenen großen Fehler ihre Ursache in den Grenzen des Bjerknesschen Verfahrens haben, und es ist durchaus vernünftig, anzunehmen, daß sie auf anderen Ursachen beruhen. Ich habe viele ähnliche Versuche angestellt wie Eccles und Makower, um die Genauigkeit der nach dem Verfahren von Bjerknes erhaltenen Dekremente zu kontrollieren, und habe immer ausgezeichnete Ergebnisse erhalten.

Was das von Cohen angegebene Verfahren anlangt, so bin ich nicht überzeugt, daß es genügend Vorteile bietet, um seine allgemeine Anwendung an Stelle des Bjerknesschen zu rechtfertigen. Sofern es sich um die Messung kleiner Dekremente handelt, sind die Begrenzungen des Bjerknesschen Verfahrens sehr vermindert, und die ernsteste Fehlerquelle liegt hier in der Messung von δ_2.

Will man die vereinfachte Formel (10) anwenden, so bedarf es eines genau geeichten Hochfrequenzwiderstandes, damit die Bedingung des halben Ausschlages leicht erfüllt werden kann. Hierdurch wird ein unerwünschter Faktor eingeführt, denn es ist schwer, den wahren Hochfrequenzwert eines solchen Widerstandes genau zu bestimmen.

Um in der Formel (10) S zu bestimmen, muß man den Wert ΔR

des zugeschalteten Widerstandes und den Widerstand R_2 des Instrumentes genau kennen, und wenn diese nicht mit großer Genauigkeit bestimmt sind, verschwinden alle Vorteile, welche das Verfahren vielleicht bietet, rasch. Das wird aus der Art und Weise ersichtlich, in welcher der Wert S in die Formel (10) eingeht. Beispielsweise wird ein Fehler von 0,5 v. H. bei S für $S = 1{,}60$ einen Fehler von nahezu 7 v. H. im Werte von δ_1 zur Folge haben.

Es ist interessant, zu bemerken, daß die Formel (8) mit der bekannten Formel

$$\delta_2 = \Delta\,\delta \frac{I^2\left(1 + \dfrac{\Delta\,\delta}{\delta_1 + \delta_2}\right)}{I_r^2 - I^2\left(1 + \dfrac{\Delta\,\delta}{\delta_1 + \delta_2}\right)}$$

identisch ist, die man zuweilen benutzt, um δ_2 statt δ_1 zu bestimmen.

Louis Cohen, Stone und Kolster haben durchaus recht mit ihrer Behauptung, daß es erforderlich ist, den Wert von S mit großer Genauigkeit zu bestimmen, um nach dem in meiner Arbeit beschriebenen Verfahren zuverlässige Ergebnisse zu erhalten. Die Schwierigkeit ist indessen nicht so ernst, wie sie vielleicht scheint. Man kann den Widerstand des Resonanzkreises sehr klein machen, wenn man kleine Selbstinduktion und große Kapazität verwendet und die Spule aus Drahtlitze von geringem Widerstand wickelt. Wir wollen nun annehmen, wir schalteten einen Zusatzwiderstand von etwa 5 Ω oder darüber ein, der einen Teil des Schwingungskreises bilden möge. Dann wird der Widerstand der Spule nur einen kleinen Teil des Gesamtwiderstandes in dem Schwingungskreise ausmachen, und ein etwaiger Fehler im Werte des Hochfrequenzwiderstandes der Spule wird daher gegenüber dem Gesamtwiderstande des Kreises unmerklich sein. Der Zusatzwiderstand kann in Gestalt dünner gerader Drähte aus einem Material von hohem Widerstande gewählt werden, deren Hochfrequenzwiderstand sich sehr genau bestimmen läßt. Wenn der Widerstand der Spule $^1/_2$ Ω und der Zusatzwiderstand 5 Ω beträgt, wird selbst ein Fehler von 5 v. H. im Werte des Spulenwiderstandes einen Fehler von nur 0,4 v. H. im Gesamtwiderstande des Kreises bewirken.

In ähnlicher Weise kann der Widerstand, den man weiter in den Schwingungskreis einschaltet, um die Stromstärke herabzusetzen, die Gestalt gestreckter Drähte aus Material von hohem Widerstande haben. In der Tat braucht man nur eine Anzahl kleiner Drähte von hohem

Widerstande in geeigneter Anordnung und kann dann mittels eines Schalters so viele von ihnen einschalten, wie gerade erforderlich sind, um eine bestimmte Verminderung der Stromstärke zu erhalten. Dann kann man zur Berechnung des Wertes von α_1 die Formel (13) benutzen.

Bei gestreckten Drähten kann man den Hochfrequenzwiderstand mit jedem beliebigen Genauigkeitsgrade berechnen, aber selbst wenn hier ein kleiner Fehler vorliegen sollte, wird dieser in beide Ablesungen ungefähr im gleichen Verhältnis eingehen, und der Wert von S wird dadurch nicht beeinflußt werden.

(Nach Proceedings of the Institute of Radio Engineers **2**, 237 bis 243, 1914, aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingesandt 15. April 1915.)

Adresse des Autors: 1855 Calver Street, Washington D. C., U. S. A.

Einfache Berechnung der Formeln für die Dämpfung eines Schwingungskreises und ihre Messung nach Bjerknes.

Von

W. Burstyn.

Die Dämpfung oder das Dekrement eines Schwingungskreises ist der natürliche Logarithmus des Verhältnisses der Werte, die seine Spannung oder sein Strom zu einer beliebigen Zeit und eine Schwingungsdauer später haben, wenn der Kreis sich selbst überlassen bleibt. Man kann z. B. die Amplitude in der 1. und 3. halben Welle von Spannung (V_0 und V_1) oder Strom (J_0 und J_1) betrachten; es ist also die Dämpfung

$$\mathfrak{d} = \log \text{nat} \frac{J_0}{J_1} \tag{1}$$

Bei den meisten praktisch vorkommenden geschlossenen Kreisen und Luftdrähten ist $\mathfrak{d} < 0{,}2$, also J_1 nicht viel kleiner als J_0. Dann gilt sehr angenähert

$$\mathfrak{d} = \log \text{nat} \frac{J_0}{J_1} = \frac{J_0 - J_1}{\sqrt{J_0 \cdot J_1}} \tag{2}$$

d. h., die Dämpfung ist gleich dem Unterschiede zwischen 1. und 3. Amplitude dividiert durch deren geometrischen Mittelwert. In etwas gröberer Annäherung kann man statt des geometrischen auch den arithmetischen Mittelwert setzen, und in noch gröberer den Wert der Anfangsamplitude:

$$\mathfrak{d} = \frac{J_0 - J_1}{J_0} \tag{3}$$

Einen Begriff des dabei begangenen Fehlers gibt folgende Tabelle:

J_0	J_1	$\mathfrak{d} = \log\text{nat}\,\frac{J_0}{J_1}$	$\frac{J_0 - J_1}{\sqrt{J_0 J_1}}$	$\frac{J_0 - J_1}{\frac{1}{2}(J_0 + J_1)}$	$\frac{J_0 - J_1}{J_0}$
1	0,9	0,1054	0,1054	0,1054	0,1
1	0,8	0,2232	0,2236	0,2222	0,2
1	0,7	0,3567	0,3585	0,3529	0,3

Die im Kondensator des Kreises aufgespeicherte Energie beträgt zu Anfang

$$A_0 = \frac{1}{2} \cdot C V_0^2$$

nach einer Periode

$$A_1 = \frac{1}{2} \cdot C V_1^2$$

Daher ist das Dekrement der Energie

$$\mathfrak{e} = \log\text{nat}\,\frac{A_0}{A_1} = \log\text{nat}\,\frac{V_0^2}{V_1^2} = 2\log\text{nat}\,\frac{V_0}{V_1} = 2\,\mathfrak{d}, \tag{4}$$

also doppelt so groß als die Dämpfung.[1])

Den Ausdruck $\log\text{nat}\,\frac{A_0}{A_1}$ können wir für kleine Dekremente ersetzen durch $\frac{A_0 - A_1}{A_0}$; es ist also

$$\mathfrak{d} = \frac{1}{2} \cdot \frac{A_0 - A_1}{A_0}, \tag{5}$$

gleich dem Energieverbrauche während der 1. Schwingung dividiert durch die doppelte Anfangsenergie.

---

1) Diesem einfachen Satze bin ich weder im Lehrbuche von Zenneck noch sonst irgendwo begegnet. Zenneck ersetzt ihn bei seiner Ableitung der Dekrementformel (Lehrbuch 1913, S. 16) dadurch, daß er „die während einer Schwingungsdauer im Kreise umgesetzte Energie“ einführt, welche er gleich dem Doppelten der vorhandenen Energie setzt.

Daraus können wir das Dekrement z. B. für die zwei einfachsten Fälle berechnen, nämlich den, daß die Dämpfung von einem Ohmschen Widerstande W_r herrührt, der in Reihe mit Kapazität und Selbstinduktion des Kreises liegt, und jenen, daß der Widerstand W_n im Nebenschlusse liegt.

Im ersten Falle (Widerstand in Reihe) beträgt die im Widerstande verbrauchte Leistung $W_r \cdot \left(\frac{J}{\sqrt{2}}\right)^2$, die mit der Schwingungsdauer $T = \frac{\lambda}{c}$ zu multiplizieren ist, um den Energieverbrauch während einer Schwingung zu ergeben; die Anfangsenergie ist $\frac{1}{2} C V^2 = \frac{1}{2} L J^2$. Sonach ist

$$\mathfrak{d} = \frac{1}{2} \cdot \frac{W_r \left(\frac{J}{\sqrt{2}}\right)^2 \cdot \frac{\lambda}{c}}{\frac{L J^2}{2}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{W_r}{L} \cdot \frac{\lambda}{c} \tag{6}$$

und da $\lambda = 2 \pi c \sqrt{C L}$, ergibt sich

$$\mathfrak{d} = \pi \cdot W_r \cdot \sqrt{\frac{C}{L}} = 2 \pi^2 c \frac{W_r \cdot C}{\lambda} \tag{7}$$

Im zweiten Falle (Widerstand im Nebenschluß) ist das Dekrement

$$\mathfrak{d} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\left(\frac{V}{\sqrt{2}}\right)^2 \cdot \frac{1}{W_n} \cdot \frac{\lambda}{c}}{\frac{C V^2}{2}}$$

$$= \frac{\lambda}{2 c C W_n} = \frac{\pi}{W_n} \cdot \sqrt{\frac{L}{C}} \tag{8}$$

Die Formeln (7) und (8) sind die bekannten Ausdrücke für die Dämpfung.

Die Spannung eines Kreises vom Dekremente $\mathfrak{d}$ sinkt nach $\frac{1}{\mathfrak{d}}$ Perioden, also nach der Zeit $\frac{T}{\mathfrak{d}} = \frac{\lambda}{c \mathfrak{d}}$ von V_0 auf $\frac{V_0}{e}$ ($e = 2.718$). Es ist nach Formel (8)

$$\frac{T}{\mathfrak{d}} = 2 C W_n$$

$C W_n$ ist aber die „Relaxationszeit", d. h. die Zeit, binnen welcher ein auf die Spannung V_0 geladener Kondensator, dem ein induktionsfreier Widerstand W_n parallel liegt, auf die Spannung $V = \frac{V_0}{e}$ kommt.

Die Relaxationszeit ist also sozusagen bei Schwingungen doppelt so groß als ohne solche. Das ist leicht einzusehen, denn wenn Schwingungen stattfinden, besitzt der Kondensator durchschnittlich nur während der halben Zeit seine Ladungsamplitude.

Das Dekrement steht auch in einfacher Beziehung zur Phasenverschiebung. Wird ein aus Kapazität, Selbstinduktion und Widerstand in Hintereinanderschaltung bestehender Kreis geöffnet und an eine Wechselstromquelle E seiner Frequenz gelegt (Fig. 1), so fließt schließlich in ihm ein Strom J, der mit der erzeugenden Spannung E (und auch mit

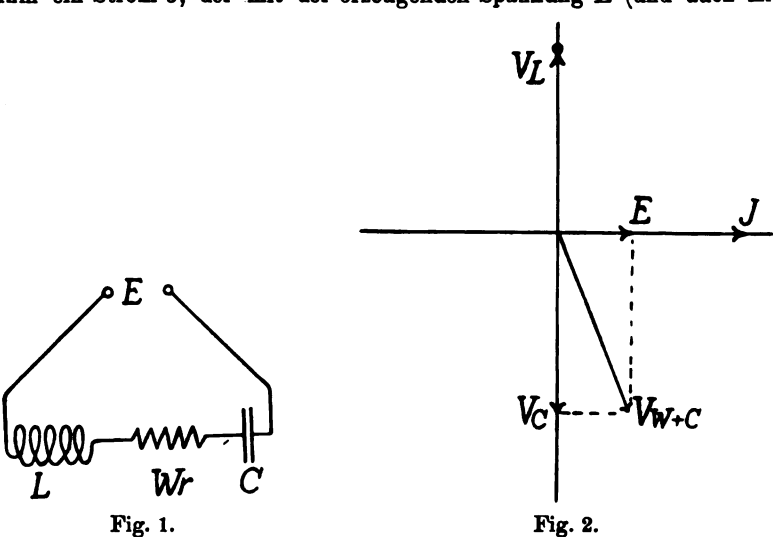


Fig. 1. Fig. 2.

der am Widerstande auftretenden V_W phasengleich ist (Fig. 2); gegen die Spannung am Kondensator V_C oder die an der Selbstinduktion V_L ist er um $\pm 90^0$ verschoben; seine Phasenverschiebung gegen die Spannung an Selbstinduktion + Widerstand oder Kapazität + Widerstand (letzteres ist im Phasendiagramm Fig. 2 dargestellt) beträgt aber $\alpha < 90^0$, wobei, wie aus dem Diagramm unmittelbar abzulesen,

$$\tan \alpha = \frac{V_C}{V_W} = \frac{\text{Scheinbarer Wid. der Kapaz.}}{\text{Ohmscher Widerstand}}$$

$$= \frac{\frac{1}{\omega C}}{W_r} = \frac{1}{\omega W_r C} =$$

$$= 2 \pi c \frac{W_r \cdot C}{\lambda}, \tag{9}$$

da $\omega = 2\pi n = 2\pi \frac{c}{\lambda}$. Der Vergleich mit Formel (7) ergibt

$$\mathfrak{d} = \frac{\pi}{\tan\alpha} \tag{10}$$

Dieser Ausdruck ermöglicht den bequemen Übergang von Dämpfungsformeln zu Phasendiagrammen und umgekehrt.

Bei geringer Dämpfung ist $\alpha \sim 90^{\circ}$, daher angenähert

$$\mathfrak{d} = \pi \cdot \cos\alpha \tag{11}$$

Welche Spannung tritt bei der Schaltung nach Fig. 1 am Kondensator auf? Es ist nach Fig. 2

$$V_C = E \cdot \tan\alpha = E\frac{\pi}{\mathfrak{d}} \tag{12}$$

Genau ebensogroß ist V_L, während $V_R = E$ ist. Je kleiner die Dämpfung, desto größer ist also die Spannungserhöhung an Kapazität und Selbstinduktion. Der entstehende Strom ist so groß, als ob der Widerstand unmittelbar an der Stromquelle liegen würde:

$$J = \frac{E}{W_r}; \tag{13}$$

denn bei Resonanz heben sich Kapazität und Selbstinduktion gegenseitig auf.

Ganz ähnlich liegen die Verhältnisse, wenn der Kreis mit einem von ungedämpften Schwingungen durchflossenen Kreise sehr lose gekoppelt wird. Die Kopplung K zweier Kreise kann man immer dadurch ersetzen oder vielmehr herstellen, daß man den Bruchteil K der Selbstinduktion beider Kreise vollkommen fest koppelt, während der Rest ungekoppelt bleibt. Es entsteht das Bild von Fig. 3, in der im Primärkreise eine Poulsenlampe angedeutet ist. Die (sehr kleine) Selbstinduktion LK bildet die Sekundärspule eines streuungslosen Transformators, dessen Primärwicklung von einem konstanten Strome durchflossen ist. In der Sekundärspule wird daher eine konstante Wechselspannung E erzeugt, und der Erfolg ist derselbe, als ob die Punkte XY an eine Wechselstromquelle E angeschlossen wären, deren innerer Widerstand die Selbstinduktion LK darstellt. Dieser ist nicht nur gegen jenen von $L(1-K) = L$ oder jenen von C, sondern auch gegen jenen von W_r zu vernachlässigen; das ist eben mit der Bedingung „sehr lose Kopplung" ausgedrückt. Die Analogie mit Fig. 1 ist somit vollkommen. Die durch die Koppelung dem Kreise aufgedrückte Wechselspannung E ist an den Enden des Widerstandes W wiederzufinden.

Schließt man C und W_r kurz, so fließt (das gilt sowohl für Fig. 1 als Fig. 3) ein Strom $i = \frac{E}{\omega L}$, während sonst der Strom $J = \frac{E}{W_r}$ beträgt. Es ist

$$\frac{J}{i} = \frac{\omega L}{W_r} = \frac{1}{\omega C W_r} = \tan \alpha$$

somit nach Formel (10)

$$\frac{J}{i} = \frac{\pi}{\mathfrak{d}} \tag{14}$$

Mit anderen Worten: Erregt man eine kurzgeschlossene Spule in loser Kopplung durch ungedämpfte Schwingungen, so fließt in ihr ein Strom, der $\frac{\mathfrak{d}}{\pi}$ mal schwächer ist als wenn man die Spule durch Anlegen der Resonanz ergebenden Kapazität zu einem Kreise der Dämpfung $\mathfrak{d}$ schließt.

Es macht für die bisherigen Überlegungen keinen Unterschied, ob der Widerstand W_r von C und L scharf zu trennen oder ob er z. B. der durch den Skineffekt vergrößerte Widerstand des Drahtes der Selbstinduktionsspule ist. Die Formeln (10), (12) und (14) bleiben auch dann richtig, wenn die Dämpfung des Kreises ganz oder teilweise von einer Leitfähigkeit oder von dielektrischen Verlusten des Kondensators herrührt. Die sich aus jeder einzelnen Dämpfungsursache ergebenden Dekremente sind einfach zu addieren, um das Gesamtdekrement zu erhalten.

Die Dämpfung hat unter gewissen Umständen auch einen Einfluß auf die Wellenlänge. Legt man z. B. in Reihe mit der Kapazität und Selbstinduktion eines Kreises einen Widerstand, der die Dämpfung $\mathfrak{d}$ verursacht, so beträgt die Wellenlänge nicht mehr λ, sondern

$$\lambda' = \lambda \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\mathfrak{d}}{2\pi}\right)^2}} \text{ [1]} \tag{15}$$

Dies gilt dann, wenn der Schwingungskreis sich selbst überlassen bleibt, also eine (z. B. durch Stoßerregung eingeleitete) Schwingung ausklingt. Wenn aber der Kreis, wie etwa ein Wellenmesser, als Resonator dient, ändert sich die Wellenlänge nicht.

1) Die in Zenneck's Lehrbuch, 2. Aufl., S. 6 angegebene Formel ist also nicht ganz richtig.

Komplizierter sind die Verhältnisse, wenn ein im Nebenschlusse liegender oder gleichzeitig ein solcher und ein in Reihe liegender Widerstand vorhanden ist.[1])

Bei der Dämpfungsmessung nach Bjerknes geht man bekanntlich folgendermaßen vor: Man stellt den Meßkreis (Wellenmesser) zunächst auf Resonanz (angezeigte Welle = λ) ein und mißt den in ihm erzeugten Strom J; hierauf verstimmt man den Meßkreis auf eine (z. B. kürzere) Welle λ_1, bei der der Strom auf $J_1 = \frac{J}{a}$ gesunken ist. Die Summe der Dekremente von Primär- und Meßkreis beträgt dann

$$\mathfrak{d} = \mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2 = 2\pi \frac{\lambda - \lambda_1}{2} \cdot \sqrt{\frac{1}{a^2 - 1}} \tag{16}$$

Zur Berechnung dieser Formel wollen wir zunächst annehmen, daß der untersuchte Primärkreis ungedämpft schwingt, somit $\mathfrak{d}_1 = 0$ und $\mathfrak{d} = \mathfrak{d}_2$ ist. Die Dämpfung des Meßkreises möge von einem Widerstande W_r (z. B. dem Drahte des Hitzdrahtinstrumentes) herrühren, der mit der konstanten Selbstinduktion L und der jeweiligen Kapazität C, bzw. C_1 des Meßkreises in Reihe liegt. Die Anordnung entspricht also dem an Hand der Fig. 3 behandelten Falle. Durch die Koppelung wird im Meßkreise eine Wechselspannung E erzeugt. Der entstehende Strom ist bei der ersten Messung (Resonanz)

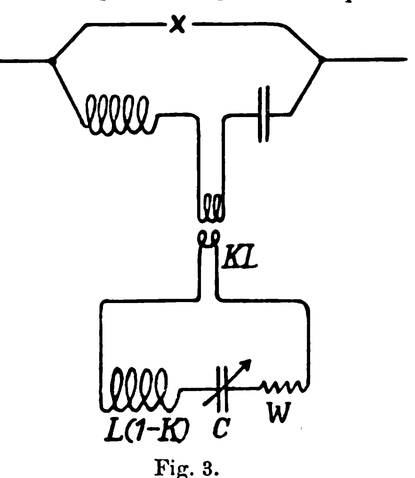


Fig. 3.

$$J = \frac{E}{W_r}$$

da sich die Wirkung von Kapazität und Selbstinduktion aufheben. Bei der zweiten Messung beträgt der scheinbare Widerstand des Meßkreises nach bekannter Regel

$$R_1 = \sqrt{W_r^2 + \left(\frac{1}{\omega C_1} - \omega L\right)^2} \tag{17}$$

---

1) Eine Abhandlung über dieses sehr interessante Gebiet beabsichtigt Herr Prof. Dr. Reithoffer erscheinen zu lassen.

oder da

$$\omega L = \frac{1}{\omega C}$$

$$R_1 = \sqrt{W_r^2 + \left(\frac{1}{\omega C_1} - \frac{1}{\omega C}\right)^2}$$

$$= \sqrt{W_r^2 + \frac{C - C_1}{\omega C \cdot C_1}}$$

Es verhält sich

$$C_1 : C = \lambda_1^2 : \lambda^2;$$

daher kann man auch schreiben

$$R_1 = \sqrt{W_r^2 + \left(\frac{\lambda^2 - \lambda_1^2}{\omega C \cdot \lambda_1^2}\right)^2} = \sqrt{W_r^2 + \left(\frac{(\lambda + \lambda_1)(\lambda - \lambda_1)}{2\pi \frac{c}{\lambda} \cdot C \lambda_1^2}\right)^2}$$

und da angenähert $\lambda_1 = \lambda$

$$R_1 = \sqrt{W_r^2 + \left(\frac{2(\lambda - \lambda_1)}{2\pi \frac{c}{\lambda} \cdot C \lambda}\right)^2} \tag{18}$$

Die Ströme bei beiden Messungen verhalten sich umgekehrt wie die scheinbaren Widerstände:

$$\frac{J}{J_1} = a = \frac{R_1}{W_r}$$

somit nach Einsetzen des Wertes (20) und Zusammenziehen

$$\sqrt{a^2 - 1} = \frac{2(\lambda - \lambda_1)}{2\pi c \frac{W_r \cdot C}{\lambda} \cdot \lambda}$$

Da nach Formel (7)

$$\mathfrak{d} = 2\pi^2 c \frac{W_r \cdot C}{\lambda}$$

erhält man

$$\sqrt{a^2 - 1} = \frac{2(\lambda - \lambda_1)}{\frac{\mathfrak{d}}{\pi} \cdot \lambda}$$

und

$$\mathfrak{d} = 2\pi \cdot \frac{\lambda - \lambda_1}{\lambda} \cdot \frac{1}{\sqrt{a^2 - 1}}, \tag{19}$$

übereinstimmend mit der Bjerknesschen Formel.

Noch einfacher und übersichtlicher ist folgende Ableitung: Beim Übergang von der Einstellung λ auf die Einstellung λ_1 hat man die Kapazität des Meßkreises von C auf C_1 verkleinert, so als ob man in Reihe mit C einen zusätzlichen Kondensator geschaltet hätte, dessen Kapazität Z sich aus der Bedingung

$$\frac{Z C}{Z + C} : C = \lambda_1^2 : \lambda^2$$

berechnet zu

$$Z = C \cdot \frac{\lambda^2 - \lambda_1^2}{\lambda^2}$$

oder genähert, wie oben,

$$Z = C \frac{2(\lambda - \lambda_1)}{\lambda} \tag{20}$$

Bei der ersten Messung haben sich C und L aufgehoben, so daß nur der Widerstand W_r übrig blieb; bei der zweiten Messung bleibt außerdem noch Z übrig. Das Verfahren erscheint so ganz analog jenem, bei welchem die Stromverminderung durch einen hinzugefügten Ohmschen Widerstand gemessen und daraus auf den schon vorher vorhandenen, also auf die Dämpfung geschlossen wird. Nur müssen hier der scheinbare Widerstand von Z und der Ohmsche von W_r entsprechend der Phasenverschiebung von 90^0 (vektoriell) addiert werden, um den resultierenden Widerstand R_1 zu ergeben.

$$R_1 = \sqrt{W_r^2 + \left(\frac{1}{\omega Z}\right)^2} \tag{21}$$

Durch Einsetzen des Wertes (21) erhält man wieder die Formel (20) für R_1 und findet daraus W_r und $\mathfrak{b}$ wie oben.

Es ist leicht einzusehen und auf demselben Rechnungswege nachzuweisen, daß eine Verstimmung des ungedämpften Primärkreises ebenso wirkt wie eine gleiche des Meßkreises. Und da die letzte Rechnung gezeigt hat, daß eine Verstimmung ebenso wirkt wie eine Dämpfung, darf man zurückschließen, daß eine Dämpfung des Primärkreises ebenso wirkt wie eine gleiche Dämpfung des Meßkreises; das heißt, hätte man einen ungedämpften Meßkreis, so wäre seine Stromabnahme bei Verstimmung ein Maß der Dämpfung des Primärkreises. Besitzen aber beide Kreise Dämpfung, so ist die Stromabnahme ein Maß der Summe der Dämpfung beider Kreise, und in der Formel (21) ist $\mathfrak{b} = \mathfrak{b}_1 + \mathfrak{b}_2$, wodurch sie in die Bjerknessche Formel (18) übergeht.

(Eingesandt 20. Oktober 1915.)

Adresse des Autors: K. K. Telegraphenregiment, St. Pölten (Nied.-Öster.).

Referate.

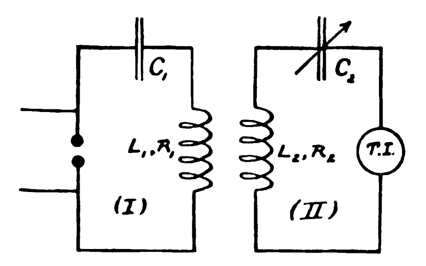
Eine Ableitung der Bjerknes-Formel für das log. Dekrement.

Von **Louis Cohen.**[1])

Der nachstehende Artikel verfolgt den Zweck, eine neue Ableitung der allbekannten Bjerknes-Formel für das log. Dekrement zu geben; sie ist einfacher und leichter als die Originalableitung und erscheint deshalb von Interesse für den Radioingenieur.

Die Bjerknes-Methode besteht im wesentlichen in der losen Koppelung eines Schwingungskreises, der einen Thermoindikator enthält, mit dem Erregerkreis, sowie der Ablesung in Resonanzeinstellung und bei geringer Verstimmung der Kreise.

Die Figur zeigt das Schema der Schaltung.



Wenn die Koppelung sehr lose ist, so ist der induzierte Strom in Kreis II klein und seine Rückwirkung auf Kreis I zu vernachlässigen. In diesem Falle können wir die Wirkung von I lediglich als Quelle einer E.M.K. für II vermittelst der gegenseitigen Induktion auffassen. Die E.M.K., induziert in II, ist von derselben Frequenz und Dämpfung wie in I, und wir haben dann die folgende Differentialgleichung für die in II wirkende E.M.K.[2]):

1) Nach Proc. Inst. Radio Engineers (New York), Vol. 3, Nr. 3, S. 295, 1915.

2) Radioingenieure seien an Moivres Theorem erinnert, nämlich

$$\varepsilon^{j\theta} = \cos\theta + j\sin\theta, \text{ wo } j : \sqrt{-1}.$$

Als symbolische Bezeichnung und wegen bequemer mathematischer Operation wird $\varepsilon^{j\theta}$ durch alle Rechnungen beibehalten, aber nur der reelle Teil $\cos\theta$ in den Endresultaten benutzt.

Hiernach wird Gleichung (1):

$$E\varepsilon^{j\omega_1 t}\varepsilon^{-a_1 t} = E\varepsilon^{-a_1 t}(\cos\omega_1 t + j\sin\omega_1 t).$$

$$L_2 \frac{dI}{dt} + R_2 I + \frac{1}{C_2} \int I_2 \, dt = E \varepsilon^{(j\omega_1 - \alpha_1)t}, \tag{1}$$

wo

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}} \quad \text{und} \quad \alpha_1 = \frac{R_1}{2 L_1};$$

die Frequenzkonstante und der Dämpfungsfaktor von Kreis (I).

Die E.M.K., wirkend auf II, erzeugt in diesem Kreis einen Strom von derselben Frequenz und Dämpfung wie diejenigen der E.M.K. Außerdem jedoch haben wir noch einen vorübergehenden Strom in II infolge des Umstandes, daß ein induzierter Kreis nicht instantan auf die einwirkende E.M.K. reagiert, sondern daß eine gewisse Zeit verstreicht, bis ein permanenter Zustand eintritt. Da jedoch in diesem Falle die auf II wirkende E.M.K. selbst intermittierend ist bei Benutzung von Funkenentladungen in I, so wird die Permanenzbedingung niemals erreicht. Der vorübergehende Strom setzt ein jedesmal wenn die E.M.K. beginnt auf II zu wirken, also bei jeder Funkenentladung in I. Der vorübergehende Strom in II hat ebenfalls gedämpften Schwingungscharakter.

Wir haben dann für den totalen Strom in II:

$$I = I_1 + I_2, \tag{2}$$

wo I_1 betrachtet werden kann als der erzwungene Strom und I_2 als der vorübergehende oder freie Schwingungsstrom.

Da I_1 von derselben Frequenz und Dämpfung wie die E.M.K. ist, haben wir:

$$I \propto \varepsilon^{(j\omega_1 - \alpha_1)t} \quad \text{und}$$

$$\frac{dI_1}{dt} = (j\omega_1 - \alpha_1) I_1, \qquad \int I_1 \, dt = \frac{1}{j\omega_1 - \alpha_1} I_1 .$$

Gleichung (1) kann deshalb in der folgenden Form geschrieben werden:

$$\left\{ L_2 (j\omega_1 - \alpha_1) + R_2 + \frac{1}{C_2 (j\omega_1 - \alpha_1)} \right\} I_1 = E \varepsilon^{(j\omega_1 - \alpha_1)t},$$

$$I_1 = \frac{E \varepsilon^{(j\omega_1 - \alpha_1)t}}{L_2 (j\omega_1 - \alpha_1) + R_2 + \dfrac{1}{C_2 (j\omega_1 - \alpha_1)}}, \tag{3}$$

Geht man zu dem reellen Teil über, so steht dies für

$$E \varepsilon^{-\alpha_1 t} \cos \omega_1 t.$$

Dies ist lediglich der mathematische Ausdruck für die Feststellung im Text unmittelbar vor Gleichung (1).

Indem wir setzen $\alpha_2 = \frac{R_2}{2 L_2}$. und $\omega_2^2 + \alpha_2^2 = \frac{1}{L_2 C_2}$, nimmt Gleichung (3) die Form an:

$$I_1 = \frac{E(j\,\omega_1 - \alpha_1)\,\varepsilon^{(j\,\omega_1 - \alpha_1)\,t}}{L_2\{\omega_2^2 - \omega_1^2 + (\alpha_2 - \alpha_1)^2 + 2\,j\,\omega_1(\alpha_2 - \alpha_1)\}}. \quad (4)$$

Das Potential am Kondensator C_2 infolge des ladenden Stromes I_1 ist:

$$V_1 = \frac{1}{C_2}\int I_2\,d\,t = \frac{E\,\varepsilon^{(j\,\omega_1 - \alpha_1)\,t}}{L_2\,C_2\{\omega_2^2 - \omega_1^2 + (\alpha_2 - \alpha_1)^2 + 2j(\alpha_2 - \alpha_1)\}}. \quad (5)$$

Indem nur die reellen Teile von I_1 und V_1 benutzt werden, haben[1]) wir:

$$I_1 = K\sqrt{\omega_1^2 + \alpha_1^2}\,\varepsilon^{-\alpha_1 t}\cos(\omega_1 t + \varphi + \psi), \quad (6)$$

$$V_1 = \frac{K}{C_2}\,\varepsilon^{-\alpha_1 t}\sin(\omega_1 t + \varphi), \quad (7)$$

$$\left.\begin{aligned} \text{wo}\quad K &= \frac{E}{L_2\sqrt{\{\omega_2^2 - \omega_1^2 + (\alpha_2 - \alpha_1)^2\}^2 + 4\,\omega_1^2(\alpha_2 - \alpha_1)^2}}, \\ \operatorname{tang}\varphi &= \frac{\omega_2^2 - \omega_1^2 + (\alpha_2 - \alpha_1)^2}{2\,\omega_1(\alpha_2 - \alpha_1)}, \\ \operatorname{tang}\psi &= \frac{\alpha_1}{\omega_1}. \end{aligned}\right\} \quad (8)$$

Für die Ausdrücke I_2 und V_2 braucht man nur den Charakter des freien Stromes in einem Kreis von der Selbstinduktion L_2, Kapazität C_2 und Widerstand R_2 zu betrachten. Die Lösung des Problems ist wohlbekannt; wir werden deshalb nur die Endgleichungen angeben; wir haben:

$$I_2 = D_1\,\varepsilon^{-\alpha_2 t}\cos\omega_2 t - D_2\,\varepsilon^{-\alpha_2 t}\sin\omega_2 t, \quad (9)$$

$$V_2 = \varepsilon^{-\alpha_2 t}\sqrt{\frac{L_2}{C_2}}\left\{D_1\cos(\omega_2 t - \gamma) - D_2\sin(\omega_2 t - \gamma)\right\}, \quad (10)$$

$$\operatorname{tang}\gamma = \frac{\omega_2}{\alpha_2}.$$

---

1) Es ist zu bemerken, daß der reelle Teil von $\frac{A + Bj}{X + Yj}$, erhalten durch Multiplikation von Zähler und Nenner mit $X - Yj$, ist $\frac{AX + BY}{X^2 + Y^2}$.

Der Modulus oder Phasenwinkel von $P + Qj$ ist θ, wo $\operatorname{tang}\theta = \frac{Q}{P}$. Für den obigen Bruch ist $\operatorname{tang}\theta = \frac{BX - AY}{AX + BY}$.

Die Konstanten D_1 und D_2 sind aus den Anfangsbedingungen des Problems zu bestimmen.

Wir werden nun gesondert die zwei Fälle betrachten: erstens, wenn die elektrischen Konstanten von II auf Resonanz mit I abgeglichen sind, und zweitens bei geringer Verstimmung.

Resonanzbedingung $\omega_2 = \omega_1$.

Der totale Strom in Kreis II ist:

$$\left.\begin{aligned} I_r = I_1 + I_2 &= \omega_1 K_r \varepsilon^{-\alpha_1 t} \cos(\omega_1 t + \varphi + \psi) + \\ &\qquad \varepsilon^{-\alpha_2 t}(D_1 \cos \omega_1 t - D_2 \sin \omega_1 t), \\ V_r = V_1 + V_2 &= \frac{K_r}{C_2} \varepsilon^{-\alpha_1 t} \sin(\omega_1 t + \varphi) + \\ &\qquad \varepsilon^{-\alpha_2 t} \sqrt{\frac{L_2}{C_2}} \left\{ D_1 \cos(\omega_1 t - \gamma) - D_2 \sin(\omega_1 t - \gamma) \right. . \end{aligned}\right\} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} K_r &= \frac{E}{L_2(\alpha_2 - \alpha_1)\sqrt{(\alpha_2 - \alpha_1)^2 + 4\omega_1^2}}, \\ &= \frac{E}{2 L_2 \omega_1 (\alpha_2 - \alpha_1)}. \end{aligned} \quad (12)$$

In den vorstehenden und folgenden Gleichungen ist α^2 vernachlässigt gegen ω^2, $\frac{\alpha^2}{\omega^2}$ ist sehr klein gegen 1.

Der Winkel ψ ist sehr klein, und für die Resonanzbedingung ist der Winkel φ auch sehr klein, wir können also setzen $\psi = \varphi = 0$. Da $\frac{\omega}{\alpha}$ sehr groß ist, so annähernd $\gamma = 90^\circ$.

Gleichungen (II) reduzieren sich dann auf:

$$\left.\begin{aligned} I_r &= K_r \omega_1 \varepsilon^{-\alpha_1 t} \cos \omega_1 t + \varepsilon^{-\alpha_2 t}(D_1 \cos \omega_1 t - D_2 \sin \omega_1 t), \\ V_r &= \frac{K_1}{C_2} \varepsilon^{-\alpha_1 t} \sin \omega_1 t + \varepsilon^{-\alpha_2 t} \sqrt{\frac{L_2}{C_2}} \left\{ D_1 \sin \omega_1 t + D_2 \cos \omega_1 t \right\}. \end{aligned}\right\} \quad (13)$$

Um die Konstanten D_1 und D_2 zu bestimmen, berücksichtigen wir, daß für $t = 0$, $I = 0$ und $V = 0$. Wir haben dann:

$$\begin{aligned} K_r \omega_1 + D_1 &= 0, \\ D_2 &= 0, \\ \therefore \quad D_1 &= -K_r \omega_1, \end{aligned}$$

und

$$I_r = K_r \omega_1 \cos \omega_1 t (\varepsilon^{-\alpha_1 t} - \varepsilon^{-\alpha_2 t}). \quad (14)$$

Der Integraleffekt des quadratischen Stromes für einen ganzen Wellenzug ist:

$$J_r^2 = \int\limits_0^\infty I_r^2\, d\,t = K_r^2\, \omega_1^2 \int\limits_0^\infty \cos^2 \omega_1\, t\, (\varepsilon^{-\alpha_1 t} - \varepsilon^{-\alpha_2 t})^2\, d\,t. \qquad (15)$$

Das vorstehende Integral ist wohlbekannt (s. z. B. Peirces „Table of Integrals"), und wir bekommen:

$$\left.\begin{aligned} J_r^2 &= K_r^2\, \omega_1^2 \left(\frac{1}{4\,\alpha_1} + \frac{1}{4\,\alpha_2} - \frac{1}{\alpha_1 + \alpha_2}\right) \\ &= \frac{K_r^2\, \omega_1^2 (\alpha_1 - \alpha_2)^2}{4\,\alpha_1\, \alpha_2\, (\alpha_1 + \alpha_2)}. \end{aligned}\right\} \qquad (16)$$

Verstimmungsbedingung.

In diesem Falle ist $\operatorname{tang} \varphi$ sehr groß und $\varphi = 90^0$ annähernd. Der totale Strom im Kreis und das Potential am Kondensator werden durch folgende Ausdrücke gegeben:

$$\left.\begin{aligned} I = I_1 + I_2 &= -K\,\omega_1\, \varepsilon^{-\alpha_1 t} \sin \omega_1\, t + \varepsilon^{-\alpha_2 t}(D_1 \cos \omega_2\, t \\ &\qquad - D_2 \sin \omega_2\, t), \\ V = V_1 + V_2 &= \frac{K}{C_2}\, \varepsilon^{-\alpha_1 t} \cos \omega_1\, t + \varepsilon^{-\alpha_2 t} \sqrt{\frac{L_2}{C_2}}\, \{D_1 \sin \omega_2 t \\ &\qquad + D_2 \cos \omega_2\, t\}, \end{aligned}\right\} \qquad (17)$$

wo der Wert von K durch (8) gegeben ist.

Für $t = 0$ haben wir $I = 0$ und $V = 0$, also:

$$D_1 = 0,$$

$$\frac{K}{C_2} + \sqrt{\frac{L_2}{C_2}}\, L_2 = 0.$$

Daher

$$D_2 = -\frac{K}{C_2} \sqrt{\frac{C_2}{L_2}} = -\frac{K}{\sqrt{L_2\, C_2}} = K\,\omega_2. \qquad (18)$$

Durch Substitution des vorstehenden Wertes von D_2 in (17) erhalten wir:

$$I = -K\,\omega_2\, \varepsilon^{-\alpha_1 t} \sin \omega_1\, t + K\,\omega_2\, \varepsilon^{-\alpha_2 t}\, \omega_2\, t. \qquad (19)$$

Der Integraleffekt ist:

$$J^2 = \int\limits_0^\infty I^2\, d\,t = K^2 \int\limits_0^\infty \{\omega_2\, \varepsilon^{-\alpha_2 t} \sin \omega_2\, t - \omega_1\, \varepsilon^{-\alpha_1 t} \sin \omega_1\, t\}^2\, d\,t. \qquad (20)$$

Dieses Integral kann in drei Teile zerlegt werden. Wir haben:

$$\int_0^\infty \varepsilon^{-2\alpha_2 t} \sin^2 \omega_2 t\, dt = \frac{\omega_2^2}{4\alpha_2(\alpha_2^2 + \omega_2^2)} = \frac{1}{4\alpha_2},$$

$$\int_0^\infty \varepsilon^{-2\alpha_1 t} \sin^2 \omega_1 t\, dt = \frac{\omega_1^2}{4\alpha_1(\alpha_1^2 + \omega_1^2)} = \frac{1}{4\alpha_1}$$

$$\int_0^\infty \varepsilon^{-(\alpha_1+\alpha_2)t} \sin \omega_1 t \sin \omega_2 t\, dt$$

$$= \frac{1}{2} \int_0^\infty \varepsilon^{-(\alpha_1+\alpha_2)t} \{\cos(\omega_1 - \omega_2)t - \cos(\omega_1 - \omega_2)t\}\, dt$$

$$\frac{1}{2}\int_0^\infty \varepsilon^{-(\alpha_1+\alpha_2)t} \cos(\omega_1 - \omega_2)t\, dt$$

$$= \frac{1}{2} \frac{1}{(\alpha_1+\alpha_2)^2 + (\omega_1 - \omega_2)^2} \Big[-(\alpha_1+\alpha_2)\cos(\omega_1-\omega_2)t + (\omega_1-\omega_2)\sin(\omega_1-\omega_2)t\Big]\varepsilon^{-(\alpha_1+\alpha_2)t} \Big/_0^\infty$$

$$= \frac{1}{2} \frac{\alpha_1+\alpha_2}{(\alpha_1+\alpha_2)^2 + (\omega_1-\omega_2)^2}.$$

Ebenso

$$\frac{1}{2}\int_0^\infty \varepsilon^{-(\alpha_1+\alpha_2)t} \cos(\omega_1 + \omega_2)t\, dt = \frac{1}{2} \frac{\alpha_1+\alpha_2}{(\alpha_1+\alpha_2)^2 + (\omega_1+\omega_2)^2}.$$

Kombiniert man die Resultate aus den vorstehenden Integralen, so erhält man:

$$J^2 = \int_0^\infty I^2\, dt = K^2 \left\{ \frac{\omega_1^2}{4\alpha_1} + \frac{\omega_2^2}{4\alpha_2} - \frac{\omega_1\omega_2(\alpha_1+\alpha_2)}{(\alpha_1+\alpha_2)^2 + (\omega_1-\omega_2)^2} - \frac{\omega_1\omega_2(\alpha_1+\alpha_2)}{(\alpha_1+\alpha_1)^2 + (\omega_1+\omega_2)^2} \right\}. \tag{21}$$

Das letzte Glied in der vorstehenden Gleichung ist vernachlässigbar klein gegen die anderen Glieder, daher

$$\begin{aligned} J^2 &= K^2 \left\{ \frac{\omega_1^2}{4\alpha_1} + \frac{\omega_2^2}{4\alpha_2} - \frac{\omega_1\omega_2(\alpha_1+\alpha_2)}{(\alpha_1+\alpha_2)^2 + (\omega_1+\omega_2)^2} \right\} \\ &= \frac{K^2}{4} \left\{ \frac{(\omega_1^2\alpha_2 + \omega_2^2\alpha_1)\{(\alpha_1+\alpha_2)^2 + (\omega_1-\omega_2)^2\} - 4\alpha_1\alpha_2\omega_1\omega_2(\alpha_1+\alpha_2)}{4\alpha_1\alpha_2\{(\alpha_1+\alpha_2)^2 + \omega_1 - \omega_2)^2\}} \right\}. \end{aligned} \tag{22}$$

Da der Unterschied in den Werten von ω_1 und ω_2 klein ist, können wir schreiben:

$$\omega_1^2 \alpha_2 + \omega_2^2 \alpha_1 = \omega_1^2 (\alpha_1 + \alpha_2) \text{ und}$$
$$4\, \omega_1\, \omega_2\, \alpha_1\, \alpha_2 (\alpha_1 + \alpha_2) = 4\, \omega_1^2 \alpha_1\, \alpha_2 (\alpha_1 + \alpha_2).$$

Bei Benutzung der Endformel müssen wir die so eingeführte Annäherung bedenken, d. h. um exakte Resultate zu bekommen, muß der Unterschied von ω_1 und ω_2 klein gemacht werden.

Mit dieser Annäherung vereinfacht sich Formel (22) zu:

$$J^2 = \frac{K^2 \omega_1^2}{4} \left\{ \frac{(\alpha_1 + \alpha_2) \{(\alpha_1 - \alpha_2)^2 + (\omega_1 - \omega_2)^2\}}{4\, \alpha_1\, \alpha_2 \{(\alpha_1 + \alpha_2)^2 + (\omega_1 - \omega_2)^2\}} \right\}. \tag{23}$$

Führen wir den Wert von K^2 aus (8) ein, so erhalten wir:

$$J^2 = \frac{E^2 \omega_1^2 (\alpha_1 + \alpha_2) \{(\alpha_1 - \alpha_2)^2 + \omega_1 - \omega_2)^2\}}{4\, L_2^2 \alpha_1\, \alpha_2 \{(\alpha_1 + \alpha_2)^2 + (\omega_1 - \omega_2)^2\} \{[(\alpha_2 + \alpha_1)^2 + \omega_2^2 - \omega_1^2]^2 + 4\, \omega_1^2 (\alpha_2 - \alpha_1)^2\}} \tag{24}$$

Der zweite Faktor im Nenner kann auf folgende Form gebracht werden

$$\{(\alpha_2 - \alpha_1)^2 + (\omega_2 - \omega_1)^2\}^2 + 4\, \omega_1^2 (\alpha_2 - \alpha_1)^2 = (\alpha_2 - \alpha_1)^4$$
$$+ 2\, (\alpha_2 - \alpha_1)^2 (\omega_2^2 - \omega_1^2 + (\omega_2^2 - \omega_1^2)^2 + 4\, \omega_1^2 (\alpha_2 - \alpha_1)^2$$
$$= (\alpha_2 - \alpha_1)^4 + 2\, (\alpha_2 - \alpha_1)^2 (\omega_2^2 + \omega_1^2) + (\omega_2 + \omega_1)^2 (\omega_2 - \omega_1)^2$$

Durch Vernachlässigung des Gliedes $(\alpha_2 - \alpha_1)^4$ und durch Benutzung derselben Annäherung wie vorher, reduziert sich Vorstehendes zu

$$4\, \omega_1^2 \{(\alpha_2 - \alpha_1)^2 + (\omega_2 - \omega_1)^2\}.$$

Setzt man dies in (24) ein, so erhält man:

$$J^2 = \frac{E^2 (\alpha_1 + \alpha_2)}{16\, L_2^2 \alpha_1\, \alpha_2 \{(\alpha_1 + \alpha_2)^2 + (\omega_1 - \omega_2)^2\}}. \tag{25}$$

Für Resonanzbedingung haben wir durch Kombination von (16) und (12)

$$J_r^2 = \frac{E^2}{16\, L_2^2 \alpha_1\, \alpha_2 (\alpha_1 + \alpha_2)}. \tag{26}$$

Aus (25) und (26) erhält man durch Division:

$$\frac{J_r^2}{J^2} = \frac{(\alpha_1 + \alpha_2)^2 + (\omega_1 - \omega_2)^2}{(\alpha_1 + \alpha_2)^2}, \tag{27}$$

und

$$\frac{J_r^2 - J^2}{J^2} = \frac{(\omega_1 - \omega_2)^2}{(\alpha_1 + \alpha_2)^2}. \tag{28}$$

Daher
$$\alpha_1 + \alpha_2 = (\omega_1 - \omega_2)\sqrt{\frac{J^2}{J_r^2 - J^2}}\,. \tag{29}$$

Wenn δ_1 und δ_2 die log. Dekremente per Halbperiode der Kreise (I) und (II) respektive sind, so $\alpha_1 = 2\,n_1\,\delta_1$ und $\alpha_2 = 2\,n_2\,\delta_2$. Durch Einführung dieser Werte in (29) und unter der Annahme, daß die Frequenzen nahezu die gleichen seien, wird Gleichung (29):

$$\delta_1 + \delta_2 = \pi\left(1 - \frac{n_2}{n_1}\right)\frac{J}{\sqrt{J_r^2 - J^2}}, \tag{30}$$

die allbekannte Formel für das log. Dekrement, wie sie in allen wissenschaftlichen Werken über Radiotelegraphie zu finden ist.

(Nach dem Englischen. E.)

(Eingesandt 20. September 1915.)

Adresse des Autors: 1855 Calver Street, Washington D. C., U. S. A.

Maximilian Ehrhardt: Über elektrische Schwingungen in Luft und längs Drähten (Ann. Phys. **47**, 809, 1915).

Verfasser faßt die Resultate seiner Untersuchung wie folgt zusammen:

In der vorliegenden Arbeit sind die von den bisherigen Beobachtern angeführten Fehlerquellen bei der objektiven Bestimmung der Interferenzkurven elektrischer Schwingungen genau geprüft worden und nachgewiesen, daß in einem störungsfreien Gebiet die Ausbildung der Interferenzkurven vollkommen der Maxwellschen Theorie entspricht, indem die Intensität in unmittelbarer Nähe des Schirmes gleich Null ist. Das erste Maximum ist auch bei einer Stoßerregung[1]) im Oszillator das größte und liegt genau um $\lambda/4$ vor dem Schirme. Die folgenden Maxima sind entsprechend ihrer Entfernung vom Schirme kleiner. Die Intensität der elektrischen Schwingungen nimmt in Luft umgekehrt proportional dem zurückgelegten Wege ab. Die Wellenlänge der elektrischen Schwingungen in Luft und längs Drähten ist dieselbe. Zur Aufnahme der Interferenzkurven muß man entweder einen abgestimmten oder einen vollkommen aperiodisch gedämpften Resonator verwenden. Vorher muß man sich jedoch von der Abwesenheit irgendwelcher äußeren Störungen oder Reflexionen überzeugen. E.

1) Vgl. dagegen Herrmann, Diss. Halle 1913.

(Eingesandt 25. August 1915.)

Martin Sjöström: Untersuchungen über Hertzsche Wellen in Luft. Ein Beitrag zur Frage nach der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellen in Luft und an Drähten. (Ann. d. Phys. **45**, 353—376, 1914.)

In einem früheren Aufsatz (Ref. Jahrb. **9**, 74, 1914) hat Verfasser gezeigt, daß Messungen der Wellenlänge (λ) und des Dekrements für freie Hertzsche Wellen (λ = ca. 1 m) oft infolge der an den Begrenzungsflächen des Arbeitsraumes reflektierten Wellen in hohem Grade mißweisend ausfallen, und zwar auch wenn der Oszillator (O) und der Resonator (R) sich verhältnismäßig nahe aneinander befinden. Die hier zu referierende Arbeit bildet eine Fortsetzung der eben erwähnten und bezweckt nachzuweisen, in welchem Grade diese störenden Wellen auf eine Wellenlängenbestimmung nach der Hertzschen Methode mit Spiegelung der Welle an einem planen Metallspiegel einwirken können, und ferner ob deren Einwirkung sich in älteren experimentellen Arbeiten verspüren läßt und solchenfalls, in welcher Richtung die Resultate derselben dadurch verschoben werden.

Oszillator und Resonator, beide von dem linearen Typus, wurden von schlanken hölzernen Stativen in horizontaler Stellung getragen, mitten zwischen Fußboden und Decke in demselben Arbeitsraum, in welchem die frühere Untersuchung ausgeführt wurde. Der Metallspiegel (340 cm hoch, 485 cm breit) war aus Stanniol hergestellt, das auf Papier aufgeklebt worden war, welch letzteres seinerseits auf Leinwand aufgezogen war. Er wurde über einem dünnen Holzgerüst vertikal gespannt gehalten, etwa 1 m von der einen Querwand.

Die stehende Welle wurde für verschiedene Abstände zwischen Spiegel (S) und Oszillator sowie für verschiedene λ gemessen. Fig. 1 und 2 zeigen, wie verschieden die Kurven sich gestalten können, wenn nur $O-S$ von 326 zu 526 cm geändert wird, λ aber konstant = 87,2 cm ist. Aus Fig. 2 ersieht man, daß für die Aufstellung von O, die diese Figur repräsentiert, die Intensität der Maxima um so mehr abnimmt, je weiter weg von dem Spiegel man kommt — das zweite Maximum erscheint gleichwohl bemerkenswert hoch. Fig. 1 dagegen illustriert den Fall, daß die Intensität der Maxima zunächst dem Spiegel klein ist, weiter davon weg zunimmt, um schließlich wieder abzunehmen.

Berechnet man $\lambda/2$ aus dem Abstande von dem betreffenden Maximum (M) und Minimum (m) zum Spiegel, so erhält man die Werte, die in nachstehender Tabelle wiedergegeben sind.

$O-S=326$					$O-S=526$				
Nr.	Max.	$\frac{\lambda}{2}$	Min.	$\frac{\lambda}{2}$	Nr.	Max.	$\frac{\lambda}{2}$	Min.	$\frac{\lambda}{2}$
1	12,5	25	36	36	1	—	—	46,5	46,5
2	58	38,7	82,5	41,8	2	69	46,0	97	48,5
3	107	42,8	131,5	43,8	3	116	46,4	147,5	49,0
4	155	44,3	183,5	45,9	4	163,5	46,7	184	46,0
5	197	43,8	225	45,0	5	211	47,0	219	43,8
6	238	44,3	—	—	—	—	—	—	—

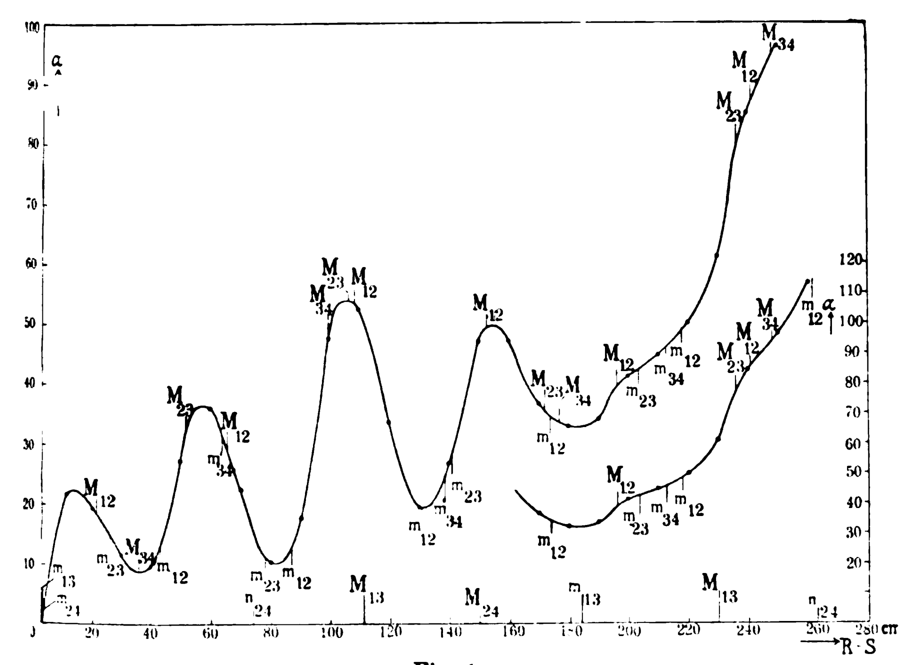


Fig. 1.
$O = 40,3$ cm, $O - S = 326$ cm.

Berücksichtigt man für $O-S = 526$ nur die inneren, deutlich markierten Maxima und Minima, so ergeben die ersteren übereinstimmend $\lambda/2 = 46,4$, die letzteren 48,0 cm oder im Mittel 47,2, ein Wert, der gleichwohl um 10% den wahren Wert 43,6 übersteigt. Für $O-S = 326$ ergibt die Interferenzkurve Werte, die von 36 bis zu 45,9 cm ansteigen. Welches in dieser Serie der richtige λ-Wert ist, läßt sich daher, wie es scheint, unmöglich entscheiden.

Die Verschiebungen der Maxima und Minima, die Verstärkung und Abschwächung großer Partien der Interferenzkurve, für die diese Figuren Beispiele darbieten, lassen sich ohne Schwierigkeit erklären, wenn man bedenkt, daß die Interferenzkurve, die wir messen, aufgefaßt werden kann als entstanden durch das Zusammenwirken von Wellen, die von folgenden Strahlungsquellen ausgehen: 1. Oszillator, 2. Spiegelbild des Oszillators am Metallspiegel, 3. zwei Spiegelbilder von 1. an Fußboden und Decke, 4. zwei Spiegelbilder von 2. an Fußboden und Decke. Die Strahlung von anderen Spiegelbildern her

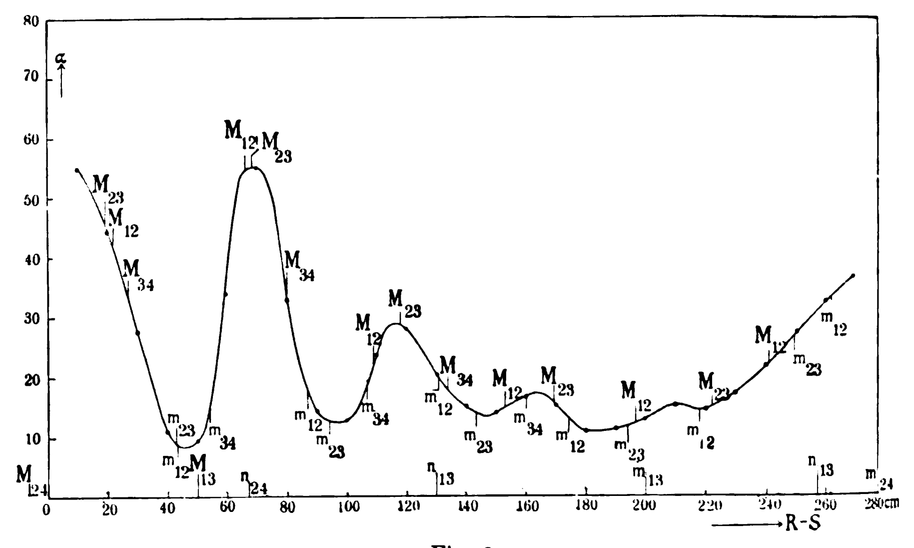


Fig. 2.

$O = 40{,}3$ cm, $O - S = 526$ cm.

kann vernachlässigt werden, da sie entweder zu weit abliegen oder auch nur eine schwache Strahlung in der Richtung nach dem Oszillator liefern.

In den Figuren sind nun die M und m, die durch Interferenz zwischen den Wellen von den betreffenden Strahlungszentren her entstehen würden, markiert. So repräsentieren z. B. M_{12} und m_{12} die Lage der Maxima und Minima in der unentstellten Interferenzkurve. M_{23} ist die Lage eines Intensitätsmaximums, erzeugt durch Zusammenwirken der Wellen von 2 und 3 her, usw., n_{13} bedeutet, daß 1 und 3 dort eine Phasenverschiebung von $\frac{\pi}{2}$, $3\frac{\pi}{2}$ usw. haben. Man sieht aus

den Figuren, daß diese Betrachtungsweise eine befriedigende Erklärung für die Anomalien in der Interferenzkurve liefert.

Eine nähere Diskussion darüber, wie dieses Zusammenwirken der einzelnen Wellen die Interferenzkurve formen muß, ergibt, daß die Systeme (1, 3) und (2, 4) langgestreckte M und m haben und daher das langperiodige Steigen und Fallen derselben bedingen. Die Systeme (2, 3) und (3, 4) dagegen ergeben M und m, die in etwas größerem Abstande voneinander als die des Systems (1, 2) liegen und dadurch bewirken, daß die resultierenden M und m in der gemessenen Kurve bald nach dem Spiegel hin verschoben, bald von demselben entfernt erscheinen, je nachdem M_{23} und m_{23} usw. näher oder weiter ab von dem Spiegel als M_{12} usw. zu liegen kommen.

Es wird darauf nachgewiesen, daß, wenn die aus mehreren Maxima- und Minimalagen berechneten λ-Werte nicht völlig übereinstimmen, man dennoch imstande ist, aus dem ungefähren Werte von λ sowie bei Kenntnis des Abstandes zu den reflektierenden Flächen zu berechnen, welches das wenigst verschobene M bzw. m ist. Von dem aus diesem erhaltenen λ-Wert ausgehend, kann man dann durch sukzessive Approximation einen immer zuverlässigeren Wert der Wellenlänge erhalten.

Bei einer Prüfung der Literatur findet man vielfache Beispiele von derartigen anomalen Kurven. Hertz, Sarrasin und de la Rive haben mit solchen gearbeitet, und insbesondere in der großen Arbeit der letzteren über die Interferenz elektrischer Wellen (Arch. de Genève, **29**, 385ff., 442ff 1893), wo die Kurven auch dargestellt sind, findet man leicht die typischen Fälle wieder, die ich oben exemplifiziert habe. Eine sorgfältig ausgeführte Arbeit von M. Hammer (Verh. d. D. phys. Ges. **13**, S. 27, 1911), die eben die Übereinstimmung zwischen der Geschwindigkeit in Luft und längs geraden Drähten nachweisen will, weist gleichfalls derartige Anomalien auf. Er findet, daß die Geschwindigkeit in Luft 1—1,5% größer ist als längs Drähten. Eine Durchrechnung eines der Fälle, wo die Anomalie in der Interferenzkurve sehr deutlich ist, zeigt indessen, daß, wenn die Einwirkung der an Fußboden und Decke reflektierten Wellen berücksichtigt wird, Hammers Experimente gerade das Resultat ergeben, daß die Geschwindigkeit in Luft dieselbe ist wie die längs Drähten.

Ein anderer Forscher (Mac Lean, Phil. Mag. **48**, S. 115, 1899) beabsichtigt eine absolute Bestimmung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit in Luft aus λ und der Schwingungszahl (photogr. des Funkens in rotierendem Spiegel). Aber obwohl der Abstand zwischen sukzessiven

Bäuchen und Knoten konstant bis auf 0,5 mm ist, zeigt dennoch die Wellenlänge (= ca. 6 m) Fehler von ca. 3 %. Verfasser hat aus dem approximativ richtigen λ-Wert und den Angaben über die Dimensionen des Zimmers berechnet, wie die störenden Wellen eingewirkt haben dürften, und hat das bemerkenswerte Verhältnis bestätigt gefunden, daß Bäuche und Knoten infolge der störenden Wellen eben in so gut wie konstantem Abstande voneinander liegen müssen, sämtliche aber nach dem Spiegel hin verschoben, die demselben zunächst gelegenen am meisten, die weiter abgelegenen immer weniger und weniger und im Detail so, wie Mac Lean es gefunden hat.

Recht besehen deuten in Wirklichkeit die bisher ausgeführten genauen experimentellen Bestimmungen darauf hin, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Wellen in Luft und längs Drähten gleich der Lichtgeschwindigkeit ist. M. S.

Eingesandt 1. August 1915.

Adresse des Autors: Upsala, St. Larsgatan 4.

Patentschau.

Von H. Eales.

Das D. R. P. Nr. 285 053 von Dr. J. von Kowalski-Wierusz in Freiburg, Schweiz, betrifft eine Schaltungsanordnung zur Erzielung der sogenannten Stoßerregung. Der Erfinder benutzt die Tatsache, daß man Stoßerregungen dadurch zustande bringen kann, daß man für einen Augenblick den Primärkreis gegenüber dem Sekundärkreis automatisch verstimmt. Dies kann z. B. geschehen, indem man in den Primärkreis eine Spule von bestimmter Selbstinduktion in Serie mit einer Funkenstrecke einschaltet, in die Spule aber selbst eine elektrodenlose Röhre oder Kugel, gefüllt mit einem beliebigen Gas oder Dampf, unter einem geeigneten Druck hineinbringt. Wählt man an der Funkenstrecke das Entladungspotential in entsprechender Weise, dann entsteht, wie längst bekannt (Tesla), eine elektrodenlose, leuchtende Entladung. Zugleich wird aber die Selbstinduktion des primären Kreises stark herabgesetzt. Infolgedessen ist die Rückwirkung des sekundären Kreises auf den primären so klein, daß die Funkenstrecke nicht mehr durchbrochen werden kann. Man erhält auf diese Art und Weise eine ideale Stoßerregung des sekundären Kreises. Als Beispiel einer derartigen Stoßerregung dient das Schaltungsschema in

Fig. 1. Der Primärkreis I besteht aus der Selbstinduktion L^1, der Kapazität C^1, der Funkenstrecke 2; in Serie mit dieser eine Spule mit bestimmter Selbstinduktion L^3, in welcher die elektrodenlose Entladungsröhre 3 ruht. Die Zuleitungen zur Maschine sind mit 1 bezeichnet. Der Sekundärkreis besteht aus der Kapazität C^2 und der Selbstinduktion L^2. Die Wirkungsweise der Löschfunkenstrecke geht mit genügender Klarheit aus dem Schaltungsschema hervor. Verwendet man als Entladungsröhren mit Metalldämpfen gefüllte Quarzkugeln, so kann man auch bei großen Energiemengen eine außerordentlich günstige Wirkung erzielen; so hat z. B. ein Versuch gezeigt, daß eine evakuierte Quarzkugel von etwa 12 cm Durchmesser, die einige Tropfen Quecksilber enthält, in einem Schwingungskreis aus einer Funkenstrecke mit Kupferelektroden von ungefähr 15 mm Funkenlänge bei einer Schwingungsenergie von etwa 20 Kilowatt und einer Wellenlänge von annähernd 1200 m, wie dies die Aufnahmen mit einem Boasschen Glimmlicht-Oszillographen gezeigt haben, eine außerordentlich gute Löschwirkung hervorruft.

Das D. R. P. Nr. 287 265 der Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin betrifft eine offene Serienfunkenstrecke zur Erzeugung tönender Funken nach dem Wienschen Verfahren. Die Funkenstreckenelektroden sind nicht, wie bisher üblich, ringförmig ausgebildet, sondern sind strahlenförmig angeordnet, so daß man von einer Sternfunkenstrecke sprechen kann. Fig. 2 zeigt eine solche Funkenstrecke im Schnitt und Fig. 3 stellt eine Draufsicht auf dieselbe dar. In den ringförmigen Elektrodenträgern 1 sind die Arme 2 angeordnet, welche die Funkenstreckenelektroden 3 tragen und zum Schutze gegen Verziehen durch den Ring 4 außen verbunden werden. Die Hohlräume 5 und 6 zwischen den Elektrodenträgern sind durch radiale Kanäle 7 mit der Mittelbohrung 8 verbunden. Die einzelnen Elektrodenträger sind voneinander durch Isolationsscheiben 9 getrennt und aus Fabrikationsgründen aus zwei Hälften zusammengesetzt. Bei dieser Anordnung der Funkenstrecke hat die Außenluft zu allen ihren Teilen Zutritt, so daß eine denkbar größte Zirkulation der die Elektroden umgebenden Luft und somit eine denkbar beste Abkühlung der Elektroden stattfinden muß. Die Funkenstreckenelektroden sind in bekannter Weise gewölbt. Durch diese an sich bekannte Maßnahme kann man bei der sternförmigen Anordnung der Elektroden eine Reguliermöglichkeit der Funkenstreckenlänge durch Verdrehen der Sterne gegeneinander erzielen. Die Fig. 4 zeigt eine Draufsicht auf eine abgeänderte Ausführungsform der Funkenstrecke, bei der die einzelnen

Elektroden miteinander verbunden sind. In Figg. 5 und 6 ist eine andere Ausführungsform der Sternfunkenstrecke in Schnitt und Draufsicht dargestellt. Auf die mit den ringförmigen Elektrodenträgern 10 ver-

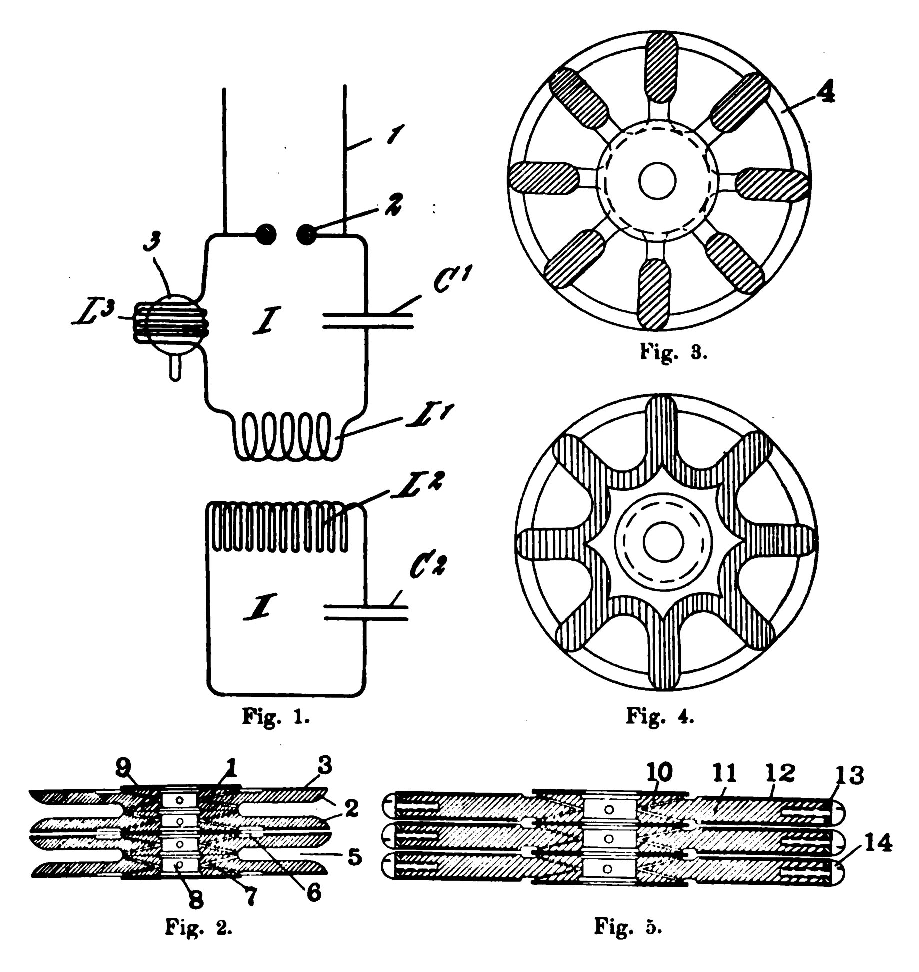


Fig. 1. Fig. 3. Fig. 4. Fig. 2. Fig. 5.

bundenen, speichenförmig angeordneten Arme 11 sind Rohre 12 aus Silber oder anderem geeigneten Metall aufgeschoben, welche durch den die Arme versteifenden Ring 13 mittels der Schrauben 14 festgehalten werden. Auch hier ist eine möglichst gute Abkühlung der Funkenstrecke durch Luftzutritt gewährleistet. Diese letzte Anordnung der Funkenstrecke gestattet außerdem das Auswechseln der wirksamen

Elektrodenteile und eine sehr kleine Gesamtkonstruktion der ganzen Funkenstrecke.

Eine abgeschlossene Mehrfachfunkenstrecke zur Erzeugung elektrischer Schwingungen betrifft das D. R. P. Nr. 288 051 von Werner Otto in Berlin, welches einen Zusatz zum Hauptpatent Nr. 254 176 (siehe Jahrb. 6, 509) darstellt. Gemäß dem Hauptpatent sind die Elektroden von den Gehäuseteilen durch Isolatoren getrennt, die auch der Wärmeableitung von den sich im Betriebe erwärmenden Elektroden an das Gehäuse hinderlich sind. Bei starkem Betriebe tritt daher trotz bester Gehäusekühlung eine unerwünscht starke Erwärmung der Elek-

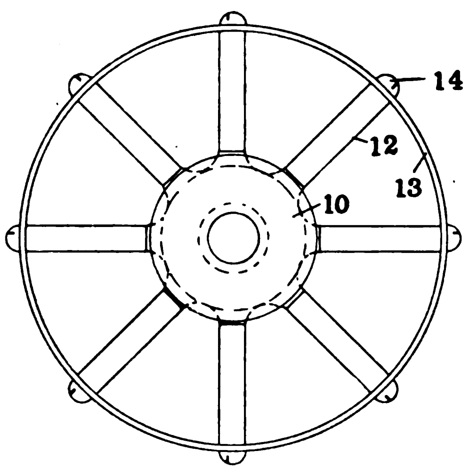


Fig. 6.

troden auf. Um diesem Übelstand abzuhelfen, wird gemäß dem Zusatzpatent 288 051 die ganze Funkenstrecke aus einer Reihe einfacher Funkenstrecken zusammengesetzt, aus deren Gehäusen die Elektroden herausragen, so daß man sie durch Aufleiten eines Luftstromes auf den freiliegenden Teil direkt kühlen kann; zwischen den Gehäusen benachbarter Einzelfunkenstrecken sind also offene Zwischenräume vorgesehen, in denen die Elektroden frei liegen, so daß ein Zutritt von Kühlluft zu diesen möglich ist. Dabei kann man die einander zugekehrten Gehäuseteile zweier benachbarter Funkenstrecken zu einem Stück vereinigen, das mit einem Hohlraum für die Durchführung der Kühlluft versehen ist. Eine solche Ausführungsform ist in Fig. 7 veranschaulicht. Die Gehäuseteile c bestehen je aus zwei durch Rippen k verbundenen ringförmigen Schalen, zwischen denen ein Spalt l ver-

bleibt. Die in den einzelnen, durch die einander zugekehrten Schalen benachbarter Teile *c* gebildeten Gehäusen untergebrachten Elektroden *a* sind gemäß dem Hauptpatent von den Gehäuseteilen durch Isolatoren *b* getrennt, und ihre Abstände werden durch zwischen die Gehäuseteile eingelegte Ringe *d* bestimmt. Beim Betriebe der Funkenstrecke wird mittels eines Gebläses *m*, von dessen Förderrohr *n* einzelne auf die

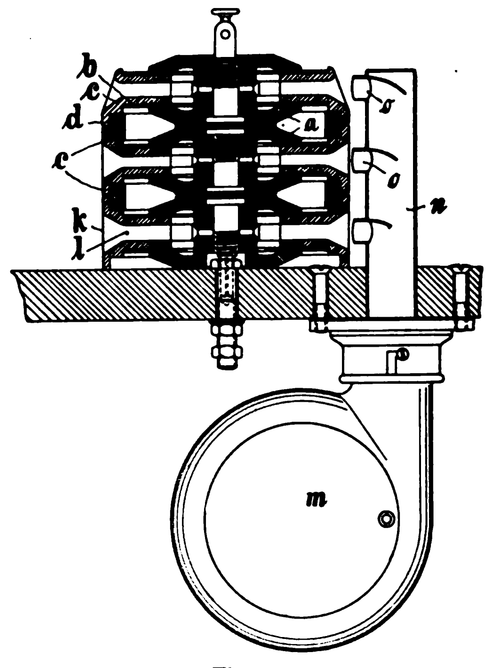


Fig. 7.

Spalten *l* gerichtete Stutzen *o* ausgehen, Luft durch die Spalten geblasen, die auf die in den Spalten freiliegenden Rückflächen der Elektroden trifft und so deren Wärme ableitet. Auf diese Weise hält sich selbst bei stundenlangem Betriebe die Temperatur der Elektroden in den zulässigen Grenzen, so daß Betriebsstörungen vermieden werden.

Das D. R. P. Nr. 277 369 der Firma Compagnie Générale Radiotélégraphique in Paris betrifft eine Vorrichtung zur Veränderung der Länge von Mehrfachfunkenstrecken, insbesondere für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie. Das Wesen dieser Anordnung besteht darin, daß die Elektroden parallel zur Seite eines Parallelo-

gramms von veränderlichem Winkel angeordnet sind. Durch diese Konstruktion wird ermöglicht, in einfacher Weise auf alle Teilstrecken gleichzeitig einzuwirken und diese dabei gleichmäßig zu verstellen. Fig. 8 zeigt eine beispielsweise Ausführungsform. Hier sind die Elektroden 1 auf Achsen angebracht, welche mit den gegenüberliegenden Seiten *a-a*, *b-b* eines Gelenkparallelogramms in Verbindung stehen. Die Seite *a-a* ist ortsfest, und lediglich der Seite *b-b* wird durch irgendein Getriebe 2 eine Verschiebung mitgeteilt, welche eine Schrägstellung der Achsen herbeiführt, indem diese unter Beibehaltung ihrer gegenseitigen Parallelität einander genähert werden. Um diese Bewegung herbeizuführen, können diese Achsen auf Gabeln 3 angeordnet sein, die durch Zapfen in den Seitenstücken *a-a*, *b-b* gelagert sind. Die

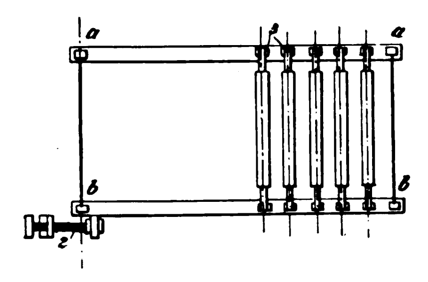


Fig. 8.

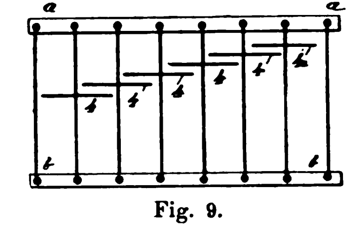


Fig. 9.

Lagerung könnte aber auch eine beliebige andere sein, solange nur die Drehung in der beabsichtigten Weise ermöglicht ist. Die Funkenstrecken selbst können durch Zylinder, Stangen oder Körper von beliebigen Formen gebildet sein, ohne das Wesen der Erfindung zu verlassen. Beispielsweise besitzen die Elektroden bei der Einrichtung nach Fig. 9 die Form von Platten 4, welche durch die senkrecht zu ihnen liegenden Achsen getragen werden. In der Patentschrift sind noch eine Reihe anderer Ausführungsformen solcher Mehrfachfunkenstrecken dargestellt, desgleichen in der den gleichen Gegenstand betreffenden britischen Patentschrift Nr. 26457 vom Jahre 1912 und in der schweizer Patentschrift Nr. 65244. Noch andere Ausführungsformen enthalten die französischen Zusatzpatente Nr. 18840 und 18841 zum Hauptpatent Nr. 453807, z. B. solche, bei denen die Elektroden so angeordnet sind, daß sie ein Rotationshyperboloid bilden; indem man hierbei die beiden Elektrodenhalter gegeneinander verdreht, ändert sich die Gestalt dieses Rotationshyperboloids und damit der Abstand der einzelnen Elektroden voneinander.

Auch die französische Patentschrift Nr. 463465 der Société des Télégraphes Multiplex (Système E. Mercadier-H. Magunna) betrifft eine Mehrfachfunkenstrecke mit regelbarem Elektrodenabstand, bei der diese Regelung durch Parallelverschiebung der Elektroden erfolgt. In dieser Patentschrift sind viele besondere Ausführungsformen solcher Funkenstrecken beschrieben, deren Wiedergabe im einzelnen jedoch hier zu weit führen würde.

Alexander Heyland in Brüssel hat sich durch D. R. P. Nr. 287559 ein Verfahren und eine Einrichtung zur Erzeugung elektrischer Ströme hoher Frequenzen schützen lassen. Die wesentlichen Merkmale bestehen darin, daß die Polkanten entgegengesetzter Polarität eines Polrades von einem Schlußkörper, dessen Eisenoberfläche Segmente bildet, nacheinander folgend unter verschiedenen Phasen magnetisch überbrückt

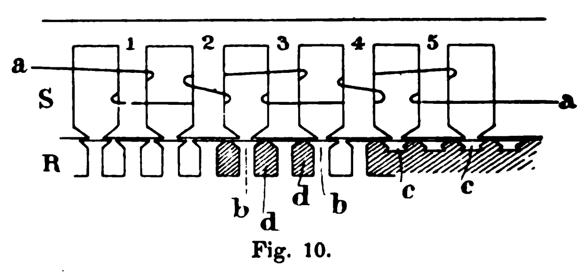


Fig. 10.

werden. In Fig. 10 ist eine solche Anordnung dargestellt und zwar sind die Schnitte von Stator und Rotor hierbei der Klarheit halber abgerollt, in gerader Linie gezeichnet. In Fig. 10 bezeichnet *S* den Stator, *R* den Rotor. Die eingezeichneten Pole des Stators sind durch die fortlaufenden Ziffern 1, 2, 3, 4, 5 bezeichnet, die Statorspulen seien beispielsweise in Serie und so verbunden, daß ein den Klemmen *a-a* zugeführter Strom N- und S-Pole erzeugt. Der Rotor *R* trägt hier Zähne *b b b*, deren Teilung hier z. B. $^1/_2$ der Polteilung des Stators ist. In der gezeichneten Stellung wird das vom Pol 3 beispielsweise zu den beiden Polen 2 und 4 gehende Feld über die Oberfläche der beiden eingeschriebenen Zähne *b b*, welche die gegenüberliegenden Schlitze magnetisch überbrücken, geschlossen. In der um $^1/_2$ Rotorteilung folgenden Stellung liegt dem Statorschlitz ein Rotorschlitz gegenüber, so daß die genannte Überbrückung aufgehoben wird. Dann kann sich nur noch ein Teil des Feldes radial über die Zähne und den inneren Rotorkörper schließen, wodurch die Schwingung abgeschwächt wird. Legt man dann aber in die Rotornuten Windungen oder Kupferstäbe *d*, wie durch die Schraffierung angedeutet ist, und

die irgendwie auch untereinander verbunden sein können, so wird der letztgenannte Teil des Feldes durch die in diesen induzierten Ströme abgeschnitten, so daß, von Streuung abgesehen, lediglich der erstgenannte Teil des Feldes zur Wirkung kommt. Die magnetischen Überbrückungen können durch die Eisenoberflächen der Rotorzähne bewirkt werden oder aber auch durch einzelne eingesetzte Schlußstücke *c c*, wie in Fig. 10 rechts noch eingezeichnet sind. In diesem Falle kann der übrige Rotorkörper aus elektrisch leitendem Metall bestehen, wie durch die Schraffierung angedeutet ist. In dem soliden Metall bilden sich dann dieselben Gegenamperewindungen wie in einer kurzgeschlossenen Wickelung aus, die auch hier einerseits zur Aufhebung der Rotorstreuung, und andererseits bei Belastung zur Aufnahme der der Belastung entsprechenden Kompensationsströme dienen.

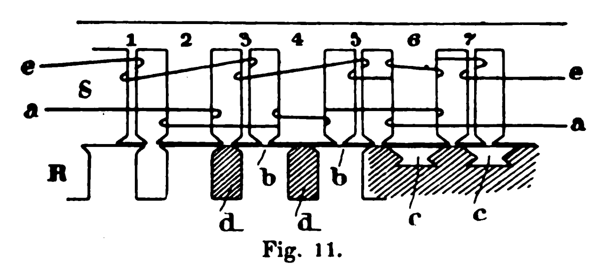


Fig. 11.

Die Verhältnisse für die Einrichtungen können sehr verschieden gewählt werden. Die Zahl der Rotorteilungen kann, wie in Fig. 10, größer sein, könnte aber auch gleich oder kleiner sein als die Zahl der Statorteilungen, vorausgesetzt, daß die Größen der Teilungen verschieden sind, so daß sie unter verschiedenen Phasen nacheinander wirken. Auch die Teilungen des Stators oder des Rotors unter sich können verschieden sein. Hierdurch lassen sich dann eventuell noch andere neue Wirkungen erzielen.

In Fig. 11 z. B. hat der Stator zwei Teilungen, die sich abwechselnd wie 1 : 2 verhalten, und der Rotor eine Teilung gleich der größeren Statorteilung, also die doppelte der kleineren Statorteilung. In der gezeichneten Stellung schließt sich das Feld des Poles 4 über *b b* und die beiden benachbarten Pole 3 und 5, der magnetische Kreis der Pole 2 und 6 hingegen ist offen. In der um $^1/_3$ Rotorteilung nächstfolgenden Stellung ist das Umgekehrte der Fall. Man erhält dann den interessanten Fall, daß das Feld in den Polen 2, 6 . . . bzw. 4, 8 . . . abwechselnd im entgegengesetzten Sinne pulsiert, und dabei das Feld in den Polen 1, 3, 5 . . . sich abwechselnd über den einen

und den anderen Nachbarpol schließt und in diesen Polen selbst nicht mehr pulsiert. Legt man dann die induzierte Wickelung *a-a* nur auf die Pole 2, 4, 6 . . . und zwar so geschaltet, als wenn dieses Pole verschiedener Polarität wären, so addieren sich in dieser die induzierten Ströme bzw. Spannungen. Zur Erregung hingegen muß man der Maschine eine zweite Wickelung geben, deren Spulen so geschaltet sind, daß z. B. 1, 3, 5. 7 N-Pole und 2, 4, 6 S-Pole werden. In dieser Erregerwickelung wird dann jedoch keine Spannung induziert, und es ist nicht erforderlich, wie bei sonstigen Maschinen mit schwingendem Felde, der Erregerquelle eine Drosselspule vorzuschalten. In den Polen 2, 4, 6 . . . treten zunächst Schwingungen auf, aber im entgegengesetzten Sinne, so daß die in den Erregerspulen induzierten Spannungen sich aufheben. In den Polen 1, 3, 5, 7 . . . treten überhaupt keine Schwingungen auf, und man könnte jegliche induzierte Spannung von dem Erregerkreis fernhalten, indem man nur diese Pole zur Erregung benutzt, und die Erregerwicklung *e-e* als Folgepolwickelung ausführt und nur auf diese Pole wickelt. Letzteres kann von praktischem Werte sein, wenn die Maschinen mit Gleichstrom von 100 bis 200 Volt erregt werden, was zu ziemlich hohen Windungszahlen und damit sonst hohen Spannungen an den Erregerklemmen führen kann. Das konstante Feld in den Erregerpolen 1, 3, 5, 7 . . . hat den Vorteil, daß diese Pole stark gesättigt und deshalb mit schwachem Querschnitt ausgeführt werden können, wie in der Fig. 11 angedeutet ist.

Die amerikanische Patentschrift Nr. 1092420 von E. F. W. Alexanderson in Schenectady (Staat New York, V. St. A.) und das den gleichen Gegenstand behandelnde D.R.P. Nr. 288225 der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft in Berlin, für welches gemäß dem Unionsvertrage die Priorität auf Grund der genannten Anmeldung in den Vereinigten Staaten von Amerika vom 19. Juni 1913 beansprucht ist, betrifft eine Hochfrequenzmaschine, welche gestattet, gewöhnliche Mehrphasenströme in Wechselströme von verhältnismäßig hoher Frequenz umzuwandeln. Sie bezweckt ferner, eine kräftige und zuverlässige Konstruktion des Feldmagneten zu schaffen, durch die die beträchtlichen Geräusche bei diesen Maschinen beseitigt werden sollen. Fig. 12 und 13 zeigen ein Ausführungsbeispiel der Erfindung und zwar ist Fig. 12 ein Aufriß und Fig. 13 ein Schaltungsschema. Der Rahmen 5 (Fig. 12) trägt die Feldpole, die aus einem Kern 6 bestehen, der von der Wickelung 7 umgeben ist. In Fig. 12 ist die Maschine als zweipolig dargestellt, jedoch ist es selbstverständlich möglich, die Maschine für mehr als zwei Pole zu bauen. Die Feldpole sind auf der dem

Anker 10 zugewendeten Seite mit Zähnen 8 versehen, zwischen denen eine Wickelung 9 untergebracht ist. In dieser werden die Hochfrequenzströme induziert. Die Zähne 8 stehen so nahe wie möglich den Zähnen des Ankers 10 der Maschine gegenüber. Der Anker 10 ist derartig gewickelt, daß ihm über Schleifringe 12 Mehrphasenstrom zugeführt werden kann. An die Ankerwickelung ist ein Kommutator 13 angeschlossen, von dem durch Bürsten 14 ein Gleichstrom zur Erregung der Wickelung 7 abgenommen wird. Wird beispielsweise Drehstrom durch die Schleifringe dem Anker der Maschine zugeführt, so arbeitet

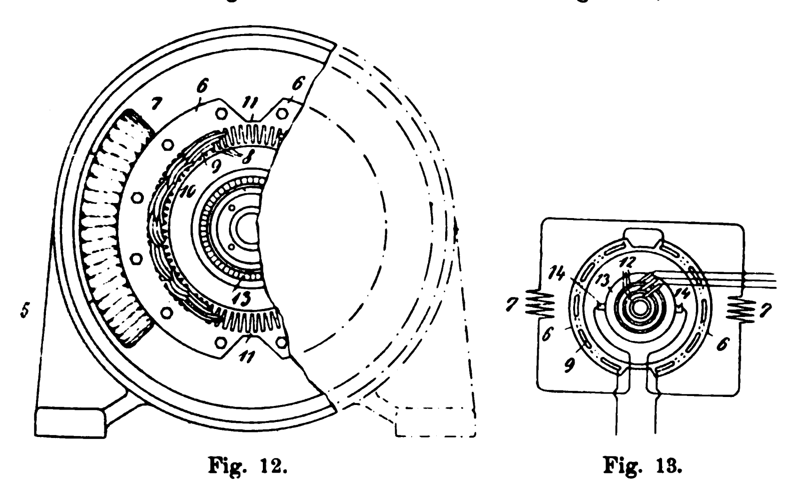


Fig. 12. Fig. 13.

sie als Synchronmaschine. Der Erregerstrom wird vom Kommutator geliefert. Die Drehung des Ankers bewirkt eine Änderung des magnetischen Feldes, und es wird dadurch ein Wechselstrom in der Wickelung 9 erzeugt. Sind zwei Zähne des Ankers und der Pole einander gegenüber, so ist der Fluß durch diese ein Maximum. Steht ein Zahn und eine Nute einander gegenüber, so ist der magnetische Fluß ein Minimum. Bei geeigneter Wahl der Zähnezahl des Ankers und der Feldpole und durch Änderung der Polzahl kann die erzeugte Hochfrequenz beliebig variiert werden. Die einzelnen benachbarten Feldpole 6 sind mechanisch und magnetisch durch Brücken 11 verbunden. Der Querschnitt dieser Brückenverbindung ist in radialer Richtung gering gewählt und so bemessen, daß die Brücken schon bei Auftreten eines Teiles des gesamten magnetischen Flusses gesättigt werden. Durch diese magnetischen Brücken werden die Feldpole in äußerst kräftiger Weise mechanisch verbunden. Die magnetischen

Brücken sind ferner auf ihrer dem Anker zugewendeten Seite ebenfalls mit Zähnen versehen. Die Erschütterungen der Feldmagnete während des Arbeitens der Maschine werden dadurch auf ein Minimum herabgesetzt, und die Drehung des Ankers innerhalb des Feldes wird ruhiger und weniger geräuschvoll. Durch die magnetischen Brücken wird die beschriebene Maschine praktisch brauchbar gemacht. Das störende Geräusch durch die Erzitterungen der Feldpole wird durch das zu-

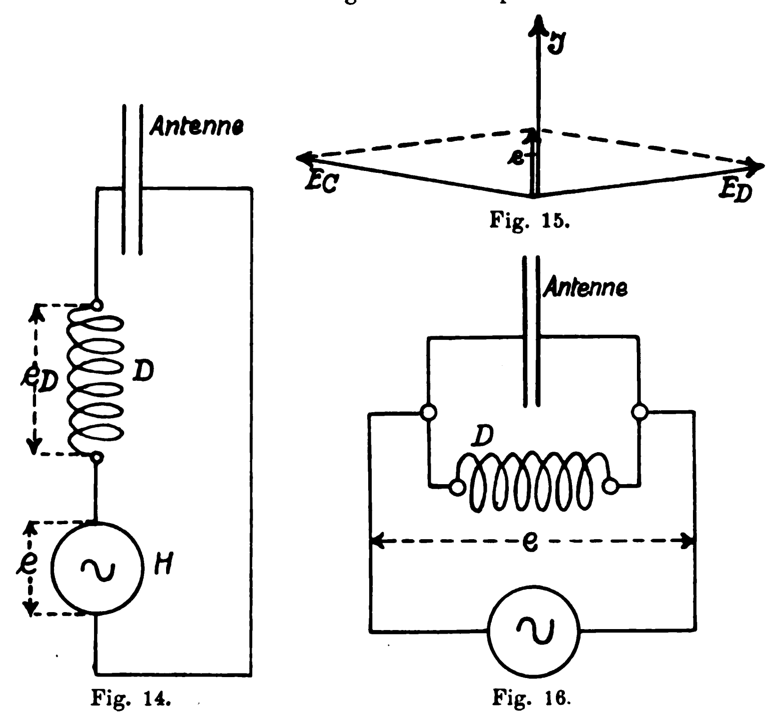


Fig. 14. Fig. 15. Fig. 16.

sammenhängende magnetische Verbindungsglied vermieden. Durch diese Brücken fließt allerdings ein magnetischer Kraftfluß, der für die Erzeugung der Hochfrequenzströme nicht ausgenutzt wird, sondern einen Streufluß darstellt. Auch wird noch ein kleiner magnetischer Kraftfluß zwischen den benachbarten Polen 6 durch die Luft verlaufen; dieser letztere ist aber vernachlässigbar klein und dadurch, daß der Querschnitt der Brücken klein ist, wird auch verhindert, daß der magnetische Fluß in ihnen einen beträchtlichen Wert erreicht. Der die Hochfrequenzströme induzierende magnetische Hauptfluß wird daher durch diese beiden Streuflüsse nicht wesentlich verringert.

Das österreichische Patent Nr. 66432 von Prof. Dr. Ing. Rudolf Goldschmidt in Berlin betrifft eine Schaltungsanordnung für Hochfrequenzmaschinen, insbesondere für drahtlose Telegraphie und Telephonie. Diese Schaltung besteht darin, daß eine Verlängerungsspule parallel zur Antenne geschaltet und der so gebildete, in sich geschlossene Schwingungskreis auf die zu verwendende Wellenlänge abgestimmt wird; hierdurch wird bezweckt, Maschinen mit hoher Spannung bei Verringerung der Stromstärke verwenden zu können. Zur näheren Erläuterung der Wirkungsweise dieser Schaltungsanordnung mögen folgende Angaben dienen: In Fig. 14 ist die übliche Schaltung von Hochfrequenzmaschinen auf die Antenne dargestellt. Hier ist die Hochfrequenzmaschine H mit der Verlängerungsspule D und der Antenne A einfach in Serie geschaltet. In Fig. 15 ist das Diagramm der Spannung dieser üblichen Schaltung dargestellt. Hier bedeutet E_C die Spannung an der Antenne (Kondensator), E_D die Spannung an der Abstimmspule, und die Resultierende von diesen beiden, e, ist die von der Maschine zu liefernde Nutzspannung, die mit den Stromphasen gleich ist. Enthält die Maschine Selbstinduktion oder Kapazität, so sind die Spannungsgefälle hierin in den Größen E_D und E_C miteinbegriffen. Bei dieser Schaltungsanordnung ist, wie aus dem Diagramm Fig. 15 ersichtlich, die Maschinennutzspannung außerordentlich klein und entsprechend bei höheren Leistungen die Stromstärke J sehr beträchtlich. Ist nun eine Hochfrequenzmaschine gegeben, die aus konstruktiven Rücksichten für eine höhere Spannung und kleinere Stromstärke gebaut ist, so läßt sich diese Schaltung (Fig. 14) nicht mehr verwenden. Man müßte in diesem Falle zur Anwendung eines Transformators greifen, der natürlich nur als lästiger und verlustbringender Hilfsapparat anzusehen ist. Um diese Schwierigkeiten zu vermeiden, schlägt Goldschmidt vor, eine Verlängerungsspule parallel an die Antenne zu schalten und so aus Antenne, Drosselspule und eventuell Kondensatoren einen geschlossenen Schwingungskreis zu bilden. Die Hochfrequenzmaschine wird an solchen zwei Punkten des Kreises angeschlossen, die der Maschinenspannung möglichst angepaßt sind. Diese Schaltung ist in Fig. 16 dargestellt; die Hochfrequenzmaschine hoher Spannung wird dabei also nicht in die Antenne eingeschaltet, sondern an zwei Punkten eines besonderen, die Antenne mit umfassenden Schwingungskreises angelegt. In Fig. 17 ist das Stromdiagramm für die Schaltung nach Fig. 16 aufgezeichnet. Die Drosselspule D ist so abgestimmt, daß der Antennenschwingungskreis für die auszusendende Wellenlänge in Resonanz ist. Die Selbstinduktion und Kapazität, die in der Hochfrequenzmaschine und ihren

Zuleitungen liegen, können in dieser Abstimmung mitinbegriffen oder durch besondere Mittel in Resonanz gebracht sein. In Fig. 17 ist J_C der Antennenstrom, J_D der Strom in der Drosselspule D und der aus beiden resultierende Strom i der von der Maschine gelieferte. Dieser ist mit der nutzbaren Wattkomponente der Maschinenspannung e in Fig. 17 phasengleich. Dadurch nun, daß die Verlängerungsspule zur Antenne parallel geschaltet ist und der Hochfrequenzmaschine die geometrische Differenz der Stromstärke von Antenne und Selbstinduktion entnommen wird, ist das ganze Gebilde für Hochspannung und Niederstrom umgeformt worden. Will man die Spannung etwas reduzieren, so braucht man nur eine Drosselspule noch in Serie mit der Antenne zu schalten oder eine diesem äquivalente Abänderung zu treffen. Das Wesentliche der Anordnung nach dem genannten Patent ist jedenfalls die Bildung eines besonderen, in sich abgeschlossenen Schwingungskreises aus Antenne, Verlängerungsspule und eventuell Kondensatoren und die Anschaltung der Hochfrequenzmaschine an zwei Punkte dieses Kreises, an denen das für die Maschine geeignete Potential herrscht.

Friedrich Dyrna in Pola hat sich durch das österreichische Patent Nr. 65294 eine Einrichtung zur Erzeugung ungedämpfter Hochfrequenzströme mittels Kondensatormaschinen, bei denen die Kapazität eines an eine Stromquelle geschalteten Kondensators rasch geändert wird, schützen lassen. Das Wesen dieser Einrichtung besteht darin, daß zwei Kondensatormaschinen von einer gemeinsamen Welle getrieben werden und zwischen dieselben ein Schwingungskreis geschaltet ist, wobei diese Maschinen so angeordnet sind, daß, wenn die eine Maschine das Maximum der Kapazität hat, die andere gerade das Minimum durchläuft. Infolge dieser Anordnung wird die von dem einen Kondensator bis zum Erreichen des Kapazitätsmaximums aufgenommene Elektrizitätsmenge bei der darauffolgenden Verringerung der Kapazität durch die verbindende Selbstinduktion nach dem anderen Kondensator getrieben, dessen Aufnahmefähigkeit in demselben Maße steigt, wie die des anderen abnimmt. Das Minimum der Kapazität jedes der beiden Kondensatoren kann hierbei praktisch gleich Null gemacht werden, so daß also der volle Betrag der aus der Stromquelle aufgenommenen Elektrizitätsmenge beim Betriebe der Maschinen durch die Selbstinduktion hindurchgetrieben wird. Der aus der Gesamtkapazität der beiden Maschinen und der gesamten Selbstinduktion bestehende Schwingungskreis ändert während des Betriebes seine Eigenschaft nicht, da die Größe der Gesamtkapazität, unabhängig von der Stellung der Maschinen zueinander, immer dieselbe ist, eine Eigen-

schaft, die bei Verwendung nur einer Kondensatormaschine ausgeschlossen ist, und durch welche nicht nur der denkbar beste Wirkungsgrad, sondern auch ein Wechselstrom völlig reiner Sinusform erzielt wird. Fig. 18 zeigt diese Anordnung schematisch. C_1 und C_2 sind die beiden Kondensatormaschinen, die beispielsweise an eine gemeinsame Turbine derart gekuppelt sind, daß in dem Moment, wo die eine Kondensator-

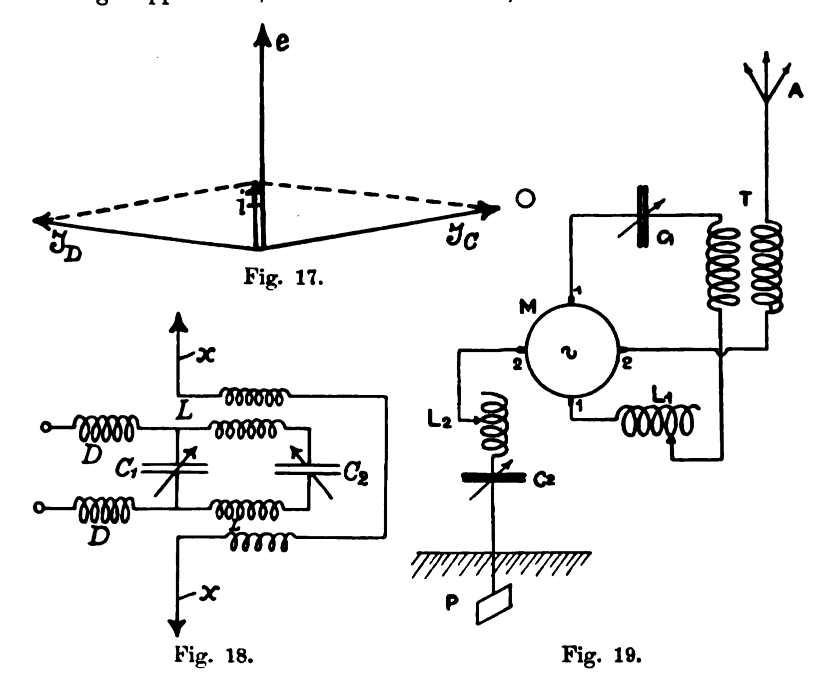


Fig. 17.

Fig. 18.

Fig. 19.

maschine die größte Kapazität hat, die zweite das Minimum an Kapazität aufweist, was in Fig. 18 durch die verschiedene Richtung der Pfeile an den Kondensatormaschinen C_1 und C_2 angedeutet ist. Zwischen den beiden Kondensatoren, die durch diese Maschinen gebildet werden, liegen die Selbstinduktionen L. Die Drosselspulen D sind im Bedarfsfalle der Stromquelle vorgeschaltet. X deutet die Antenne an, die im vorliegenden Falle mit den beiden Selbstinduktionen L des Schwingungskreises gekoppelt ist, die aber naturgemäß auch in anderer Weise angeschlossen werden kann. Als Primärstromquelle kann sowohl eine Gleichstrom- als auch eine Wechselstromquelle in Betracht kommen. Verwendet man Gleichstrom, so ist man, um einen Wechselstrom, und zwar von reiner Sinusform zu bekommen, an keine bestimmte Um-

laufszahl gebunden; die Frequenz ergibt sich dabei aus Umlaufszahl und Anzahl der Plattenpaare. Bringt man dagegen Wechselstrom in Anwendung, so kann man entweder so verfahren, daß man bei synchroner Umlaufszahl das Kapazitätsmaximum der einen Maschine zeitlich mit dem Maximum der Generatorspannung zusammenfallen läßt. Man erhält dann in dem Schwingungskreis einen Strom gleicher Frequenz wie der Generatorstrom. Diese Anwendungsart kommt z. B. auch für solche Fälle in Betracht, in denen es sich darum handelt, einen nicht sinusförmigen Wechselstrom in einen solchen reiner Sinusform zu verwandeln. Richtet man dagegen die Umlaufszahl der Maschine so ein, daß die eine Kondensatormaschine, nachdem sie bei maximaler Kapazität das Maximum der Generatorspannung aufgenommen hat, nach einer Viertelperiode das Kapazitätsminimum erreicht, also dann, wenn die Generatorspannung durch Null hindurchgeht, so erzielt man das Doppelte der Generatorfrequenz, wenn auch nicht in reiner Sinusform. Dyrna gibt in der genannten Patentschrift auch noch eine Beschreibung und zeichnerische Darstellung einer solchen Kondensatormaschine.

Das D. R. P. Nr. 276623 von Emile Girardeau und Joseph Bethenod in Paris betrifft ein Verfahren zur unmittelbaren Speisung von funkentelegraphischen Antennen mittels Mehrphasenstromerzeuger hoher Frequenz, dessen Kennzeichen darin bestehen, daß diese mehrphasigen Ströme durch Anwendung der bekannten Eigenschaften der Kapazität und Selbstinduktion besitzenden Stromkreise in Phaseneinheit gebracht werden. Die Erfindung ist in einem Ausführungsbeispiel in Fig. 19 veranschaulicht. Eine der Phasen 2-2 eines Wechselstromerzeugers M (zweiphasig gedacht) ist mit der Antenne A in Serie geschaltet, die andere Phase 1-1 speist einen Umformer T, dessen Sekundärwickelung mit der Antenne A ebenfalls in Serie geschaltet ist. In die verschiedenen Stromkreise sind eventuell einstellbare Induktanzen $L^1 L^2$ und Kapazitäten $C^1 C^2$ geschaltet. Wenn nun die gegenseitige Induktion zwischen der Primärwickelung und der Sekundärwickelung von T richtig gewählt ist, so ist mathematisch leicht nachweisbar, daß die beiden Phasen des Wechselstromerzeugers mit der größten Genauigkeit gleichwertig belastet werden können; wenn überdies der Wert von C^1 und L^1 einerseits und der Wert von C^3 und L^2 andererseits zutreffend festgesetzt sind, so können die in beiden Phasen zirkulierenden Ströme gegenüber den zugehörigen bei Leerlauf durch die Maschine M erzeugten elektromotorischen Kräften keine Verschiebung besitzen, das ganze System arbeitet dann selbstverständlich unter sehr vorteilhaften Bedingungen. Die beschriebene Schaltung

kann in vielen Varianten ausgeführt werden, ohne vom Erfindungsprinzip abzuweichen, das darin besteht, die vom Alternator erzeugten mehrphasigen Ströme in Phase zu bringen, welches Resultat durch Benutzung der bekannte Eigenschaften der Kapazität und Selbstinduktion besitzenden Stromkreise erzielt wird, derart, daß diese Stromkreise nach vorgenommener Phasenverschiebung zur Speisung einer einzigen Antenne benutzt werden können. So kann z. B. die in Fig. 19 mit der Antenne A direkt in Serie geschaltete Phase 2-2 auch indirekt mit dieser Antenne verbunden sein, z. B. mittels eines dem Umformer T ähnlichen Umformers; diese Apparate können überhaupt noch durch Selbstumformer, Induktanzen, Kapazitäten usw. ersetzt werden. Auch könnte die in Fig. 19 veranschaulichte Schaltung bei Anwendung des oben beschriebenen Prinzips ebensogut für mehrphasige Ströme irgendwelcher Gattung Verwendung finden, der mehrphasige Strom könnte ja immer nach den wohlbekannten Methoden in zweiphasigen transformiert werden. Den gleichen Gegenstand wie das D. R. P. Nr. 276623 betrifft die französische Patentschrift Nr. 456385 und die britische Patentschrift Nr. 14035 vom Jahre 1913.

Das D. R. P. Nr. 287742 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin betrifft eine Vorrichtung zur Erzeugung elektrischer Schwingungen mittels rotierender Funkenstrecken. Das Wesen dieser Vorrichtung besteht in der Serienschaltung einer größeren Anzahl rotierender Scheiben mit glattem Rande und einer kleineren Anzahl von Scheiben mit gezahntem Rande, zum Zwecke, neben der guten Löschwirkung eine Steuerung der Funkenfolge durch die Funkenstrecke selber zu erhalten. Es ist bekannt, daß der Löscheffekt bei Stoßerregung um so leichter zustande kommt, je geringer die Energie ist, die in einer einzigen Funkenstrecke umgesetzt wird. Man wählt daher für Stoßerregung stets Serienfunkenstrecken. Sollen deshalb für Stoßerregung rotierende Funkenstrecken verwendet werden, so werden diese zweckmäßig stets in Serie geschaltet. Für den Gesichtspunkt des guten Löschens ist nun eine solche rotierende Funkenstrecke die zweckmäßigste, bei der die Funkenentladung zwischen den glatten (ungezahnten) Rändern der rotierenden Scheibe übergeht. Indessen ist es ein Nachteil dieser Funkenstrecken, daß die Funkenfolge allein durch die Maschine und die Abstimmungsverhältnisse bedingt ist, nicht aber durch die Funkenstrecke selber. Andererseits ist es bekannt, daß durch rotierende, gezahnte Funkenstrecken eine regelmäßige Funkenfolge und damit ein guter Ton auch bei ungünstigen elektrischen Verhältnissen der Maschine leicht zu erzielen ist, indem die Funken-

strecke selbst die Entladungen steuert. Nach D. R. P. Nr. 287742 soll nun die rotierende Funkenstrecke so angeordnet werden, daß sie beide Vorteile vereint. Sie ist demgemäß teils aus glatten, teils aus gezahnten Elektroden zusammengesetzt, wobei die Anzahl der letzteren eine kleinere sein kann. Die Wirkung einer ausschließlich aus gezahnten Scheiben zusammengesetzten Funkenstrecke auf die Steuerung des Tones ist durch die vorliegende Erfindung dadurch verbessert, daß die zahlreichen glatten Funkenstrecken einen besseren Löscheffekt ergeben und daher das Abreißen der rotierenden Funkenstrecke mit geringerer Funkenbildung vor sich geht.

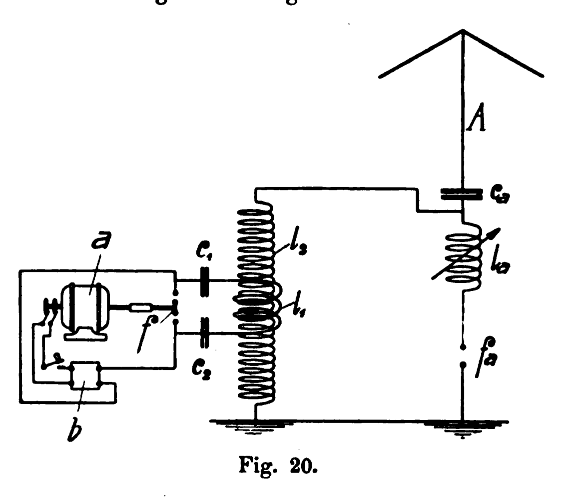


Fig. 20.

Otto Scheller in Berlin-Lichterfelde und die C. Lorenz-Akt.-Ges. in Berlin haben sich durch D. R. P. Nr. 286533 ein Verfahren zum Tonsenden in der drahtlosen Nachrichtenübermittelung schützen lassen, bei welchem nur eine einzige Welle ausgestrahlt wird. Das Wesen dieses Verfahrens besteht darin, daß mittels einer rotierenden Funkenstrecke eine Hilfsfrequenz erzeugt wird, durch welche der Luftdraht aufgeladen wird und sich über eine zweite Funkenstrecke entlädt; die rotierende Funkenstrecke soll dabei direkt auf der Welle der Wechselstromdynamo angeordnet sein und der Luftdraht nur Abstimmittel in Serie enthalten. In Fig. 20 stellt *a* eine Wechselstromdynamomaschine von über 300 Perioden dar, *b* ist ein Hochspannungstransformator, *f* eine Funkenstrecke, die als rotierende Funkenstrecke, welche mit der Achse der Wechselstromdynamomaschine gekoppelt ist, ausgebildet ist. c_1 c_2 sind Kondensatoren, l_1 eine Selbstinduktions-

spule. Mit der Spule l_1 ist eine Sekundärspule l_2 gekoppelt, mit der die Kapazität c_a des Luftdrahtes A auf den Kreis $f c_1 l_1 c_2$ abgestimmt ist. Die Wellenlänge dieses Kreises soll sehr groß gegenüber der vom Luftdraht ausgestrahlten Welle sein. Der Luftdraht A enthält zur Wellenvariation eine veränderliche Selbstinduktion l_a, nötigenfalls einen Kondensator c_a, und eine Funkenstrecke f_a. Der elektrische Vorgang spielt sich dann folgendermaßen ab: Die Dynamomaschine a lädt über den Transformator b die Kondensatoren c_1 c_2 auf eine hohe Spannung. Sobald in f ein Funke übergeht, entstehen zwischen dem Schwingungskreis $fc_1 l_1 c_2$ und dem Luftdrahtsystem $A l_2$ Schwebungen. Fig. 21 stellt den elektrischen Vorgang im Luftdraht dar. Die Energie wandert vom Schwingungskreis je nach der Koppelung mehr oder weniger schnell in den Luftdraht. Infolgedessen steigt dessen Spannungsamplitude von Schwingung zu Schwingung, bis sie z. B. bei a einen

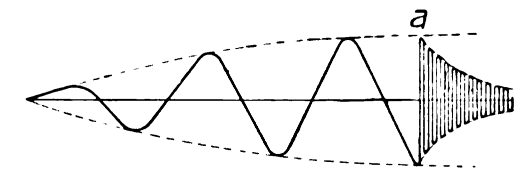


Fig. 21.

Wert erreicht, bei welchem die Funkenstrecke f_a durchschlägt. Von diesem Zeitpunkt an schwingt der Luftdraht einwellig mit der Wellenlänge, die durch die Größen von A c_a l_a gegeben ist, aus. Da die Primärwelle sehr viel länger ist als diese letztere Welle und die Strahlung quadratisch mit der Wellenlänge abnimmt, so ist eine Fernwirkung von der Primärwelle aus nicht zu befürchten. Es strahlt praktisch nur die letztere kürzere Welle ihre Energie in den Raum. Da die Funkenstrecke f_a nach dem Einsetzen des Funken für l_2 einen Kurzschluß darstellt, kann die in A befindliche Energie, nachdem der Funke in f_a einmal eingesetzt hat, nicht nach dem Schwingungskreis zurückwandern. Die Funkenstrecke f reißt infolgedessen sicher ab. Wenn aber f abgerissen ist, muß jede Energiewanderung vom Primärkreis nach f_a aufgehört haben. Wenn dann die in A aufgespeicherte Energie auch aufgebraucht ist, muß auch f_a unbedingt abreißen. Es muß also ohne Rücksicht darauf, ob die Funkenstrecken besondere Löschwirkung haben, f immer abreißen, sobald f_a einsetzt, und f_a muß abreißen, sobald die jeweilige Energie ausgestrahlt ist. Da in A c_a l_a f_a nur ein einfaches Schwingungssystem vorhanden ist, muß die ausge-

strahlte Energie immer einwellig sein. Um die auszustrahlende Wellenlänge zu wechseln, genügt es, lediglich die Selbstinduktion l_a zu verändern. Keine einzige weitere Verrichtung ist vorzunehmen, ohne daß die Einwelligkeit gestört würde, oder ohne daß sich der Ton oder auch nur dessen Klangfarbe ändert. Die Dämpfung durch den Funkenwiderstand hat man hierbei durch die Wahl der Selbstinduktion l_a beliebig in der Hand. Da beim Wechseln der Wellen nur an einer einzigen Stelle zu variieren ist, kann auch von Stationen mit beliebig variabler Wellenlänge die primäre Funkenstrecke mit dem dazugehörigen Kreis entfernt angeordnet werden. Es steht also nichts im Wege, die rotierende Funkenstrecke direkt auf der Welle der Dynamo anzuordnen und so einen Antrieb mittels Synchronmotor mit allen Schwierigkeiten beim Anlassen und bei der Phaseneinstellung zu vermeiden. Die Anwendung einer rotierenden Funkenstrecke bei gleichzeitiger Einwelligkeit der ausgesandten Schwingung trotz festester Koppelung des Energiekreises mit dem Luftdraht (guter Wirkungsgrad) ist erst durch die beschriebene Anordnung auf bequeme Weise ermöglicht. Da keine Löschfunkenstrecken nötig sind, fallen natürlich auch alle Nachteile, die diese infolge ihres kleinen Abstandes usw. schon rein mechanisch mit sich bringen, und ihre umständliche Instandhaltung ab.

Das D. R. P. Nr. 287117 der Signal-Gesellschaft m. b. H. in Kiel betrifft eine Senderanordnung für Unterwasserstromlinientelegraphie an Schiffen mit metallischem Körper. Bei Senderanlagen dieser Art wird die Ausbreitung der Stromlinien durch den geringen Widerstand des metallischen Schiffskörpers, der gewissermaßen einen Kurzschluß der Stromlinien bewirkt, in erheblichem Maße vermindert. Um diese kurzschließende Wirkung des Schiffskörpers möglichst klein zu machen, ist man dazu übergegangen, an Stelle von Gleichstrom Wechselstrom von verhältnismäßig hoher Frequenz durch die Elektroden in das umgebende Wasser auszusenden. Es genügt nun aber im allgemeinen nicht, durch die bloße Wahl der Frequenz der Senderenergie der kurzschließenden Wirkung des Schiffskörpers zu begegnen. Selbst bei verhältnismäßig hohen Frequenzen ist der Widerstand des Schiffskörpers noch klein im Vergleich zum inneren Widerstand der elektrischen Anordnung im Schiff, d. h. zu dem Widerstand des aus Elektroden, Zuleitungen und der Stromquelle gebildeten Leiterkreises. Die Erfindung gemäß D. R. P. Nr. 287117 greift daher zu dem Mittel, durch Herabsetzung dieses Widerstandes noch günstigere Verhältnisse zu schaffen. Dies erfolgt dadurch, daß der Widerstand des gesamten Leiterkreises der elektrischen Senderanordnung im Schiff durch entsprechende An-

wendung von elektrischen Abstimmungsmitteln und zweckmäßige Bemessung seiner einzelnen Leiterteile so herabgesetzt wird, daß er dem Kurzschlußwiderstand des Schiffskörpers selbst in seiner Größenordnung möglichst vergleichbar wird. Im einzelnen bestehen diese Maßnahmen darin, daß durch geeignete Zuschaltung von Kondensatoren die Selbstinduktion der Sendermaschine und des im Schiff zwischen ihr und den Platten befindlichen Leiterkreises nach Möglichkeit aufgehoben und somit der Wechselstromwiderstand der elektrischen Anordnung im Schiff herabgesetzt wird. Weiter wird der resultierende Ohmsche Widerstand des gesamten Leiterkreises im Schiff entweder durch möglichste Querschnittvergrößerung in den Zuleitungen und in den Maschinenwickelungen selbst oder durch Anwendung elektrischer Transformatoren verringert.

Dr. Ing. R. Goldschmidt in Berlin hat sich durch D. R. P. Nr. 287180 eine Leitungsanordnung für Hochfrequenzströme großer Intensität schützen lassen. Die Leitungen, die die einzelnen Apparate eines Hochfrequenzkreises (Abstimmittel, Generatoren usw.) miteinander verbinden, führen durch ihre induktive Fernwirkung eine zusätzliche Dämpfung in den Kreis hinein. Wenn die Leitungen Ströme großer Intensität führen, können auch ganz beträchtliche Verluste entstehen. Um diese Verluste zu vermindern, muß man natürlich die Leitungen möglichst kurz gestalten. Aber selbst dies ist bei größeren Intensitäten kein ausreichendes Mittel, und oft ist man auch aus konstruktiven oder anderen Rücksichten an gewisse Längen der Zuleitungen gebunden. Um nun das die Leitung umgebende Wechselfeld zu vernichten, könnte man zunächst die Hin- und Rückleitungen parallel nebeneinander verlegen. Aber bei größeren Kabeln wird auch hierdurch keine ausreichende „Bifilarwirkung“ erreicht. Gemäß D. R. P. Nr. 287180 werden daher die Hin- und Rückleitungen unterteilt und die Teilleitungen derartig zusammengehalten, daß stets ein Hin- und ein Rückleitungsteil bifilar nebeneinander geführt ist. Eventuell kann man außerdem noch die einzelnen Paare (je aus einem Hin- und einem Rückleitungsteil bestehend) in sich verdrallen. Eine derartige Unterteilung der Leitung und das Ineinanderfügen der Teilleitungen ist in den Figg. 22 und 23 schematisch dargestellt, in welchen die Hinleitungen ausgezogen, die Rückleitungen gestrichelt gezeichnet sind.

Eine Antennenanordnung, insbesondere für Schiffszwecke, betrifft das D. R. P. Nr. 287192 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Zur Steigerung der Energie, welche in eine Antenne gegebener Höhe hineingebracht werden kann, stehen die

beiden Wege offen: einerseits die Kapazität der Antenne zu erhöhen und damit bei gegebener Energie die Maximalspannung zu verringern, und andererseits kann man der Antenne eine solche Form geben, daß die spezifische Oberflächenspannung möglichst über ihre ganze Ausdehnung konstant ist und an keiner Stelle einen übermäßig großen Wert erreicht. Die Kapazitätssteigerung erfolgt durch Benutzung möglichst zahlreicher Drähte von größtmöglichen gegenseitigen Abständen und die Verringerung der maximalen spezifischen Spannung durch Anordnung der Drähte auf der Fläche eines Zylinders (Reusenantenne). Die aus den obengenannten elektrischen Gesichtspunkten resultierenden Formen sind aber meistens in praktischer Hinsicht wenig bequem und wenig betriebssicher. Insbesondere haben sich namentlich an Bord von Schiffen sogenannte Reusenantennen schlecht bewährt,

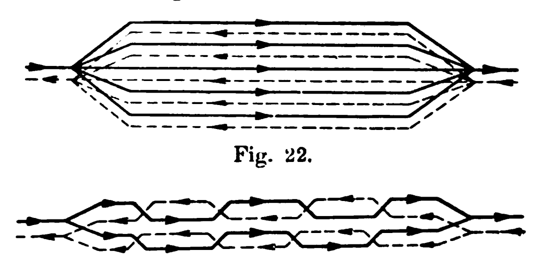


Fig. 22.

Fig. 23.

weil die mechanischen Züge in den einzelnen Drähten nicht gleich gemacht werden können, die Windwiderstände sehr groß sind usw. Das D. R. P. Nr. 287192 betrifft nun eine Antennenanordnung, bei welcher gute elektrische Verhältnisse erzielt werden, ohne daß praktisch ungünstige Bedingungen eintreten. Fig. 24 zeigt eine solche Antenne. Zwischen den beiden Masten 1 und 2 sind die als Luftkapazität dienenden, horizontal verlaufenden Leiter 3—10 gezogen und nicht, wie bisher, zwischen horizontalen beweglichen Rahen o. dgl. verspannt, sondern es sind je zwei Rahen 11, 12 und 13, 14 in der Nähe der Mastspitze horizontal und parallel befestigt. Die äußeren Enden dieser Rahen sind durch Seile 15, 16 und 17, 18 miteinander verbunden. An diese Seile sind die eigentlichen Antennendrähte herangeführt, einzeln isoliert und einzeln verspannt und mit Nachspannvorrichtungen versehen. Die Zuführung zur Antenne erfolgt in bekannter Weise durch die Leitungen 19.

Das D. R. P. Nr. 286597 der **Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H.** in Berlin betrifft ein Detektor-Abschaltrelais

für drahtlose Telegraphie. Das Wesen dieser Anordnung besteht darin, daß für die Detektoren kurz hinter ihren Fassungen Kontakte angeordnet sind, die sowohl durch eine Schaltwalze, zum Zwecke der Umschaltung auf einen der Detektoren, als auch durch einen im Taststromkreis liegenden Magnetschalter, zum Zwecke der Abschaltung im Tempo der Morsezeichen, betätigt werden.

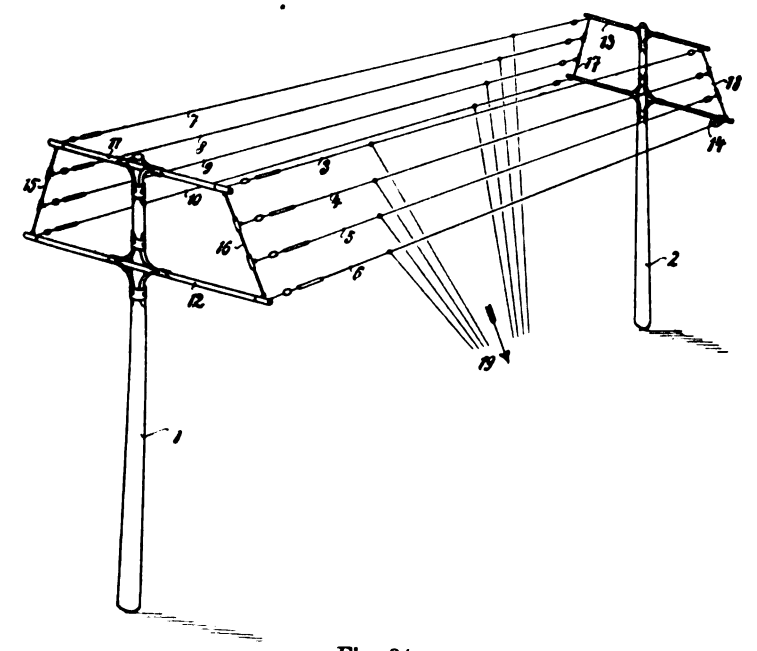


Fig. 24.

Dieselbe Gesellschaft hat sich durch D. R. P. Nr. 287191 eine aus variablem Kondensator und Stufen- und Koppelungsschaltern bestehende Abstimmapparatur für Stationen der drahtlosen Telegraphie schützen lassen. Es handelt sich hier um eine Vorrichtung zur zwangläufigen Kuppelung eines Abstimmkondensators mit Stufen- und Koppelungsschaltern bei Stationen der drahtlosen Telegraphie. Eine solche Kuppelung läßt sich im allgemeinen, insbesondere bei größeren Stationen, nicht ohne weiteres praktisch ausführen. Zur Bewegung des Kondensators ist im allgemeinen stets nur eine ganz winzige Kraft erforderlich, während für die Bewegung der Stufenschalter schon verhältnismäßig große Kräfte in Frage kommen. Würde man die beiden Apparate ohne weiteres miteinander kuppeln, so würde der bedienende Beamte

infolge der ganz verschiedenen großen Widerstände, die sich ihrer Bewegung entgegenstellen, vollkommen das feine Gefühl verlieren, das für eine sorgfältige Bedienung der Station erforderlich ist. Bei der Anordnung nach D. R. P. Nr. 287191 kann der Kondensator innerhalb eines gewissen Bereiches ohne jeden merkbaren Widerstand verstellt werden. An den Grenzen dieses Bereiches befinden sich mechanische Widerstände, die auf einem verhältnismäßig sehr kurzen Weg bei Weiterdrehung des Kondensators überwunden werden müssen und unmittelbar nach Überwindung ohne Hinzutun des den Kondensator bedienenden Beamten ein Relais betätigen, das die Drehung der Schaltachse veranlaßt. Nachdem dieses Relais ausgelöst ist, kann der Kondensator nunmehr innerhalb des nächsten Bereiches ohne jeden Widerstand weitergedreht werden, um dann am Ende dieses Bereiches eventuell wieder auf die oben beschriebene Art die Bewegung der Schalterwalze zu veranlassen. Vorraussetzung für die soeben gekennzeichnete Anordnung ist zweckmäßig ein Drehkondensator, bei dem die Kapazität bei Erreichung des Höchstwertes plötzlich auf den Mindestwert sinkt, um dann beim Weiterdrehen allmählich zum Höchstwert wieder anzusteigen (vgl. das D. R. P. Nr. 282670, Jahrb. **10**, 90).

Das D. R. P. Nr. 286531 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin betrifft ein Verfahren zur Frequenzsteigerung eines Wechselstromes unter Verwendung eisenenthaltender Drosselspulen in Ein- oder Mehrzahl; dieses Verfahren besteht darin, daß die an sich bekannte Wirkung von Eisenspulen, höhere Harmonische des Stromes oder der Spannung hervorzurufen, verstärkt wird durch Hilfsmagnetisierung der Eisendrossel; zur Verstärkung der geraden Harmonischen werden entweder nur eine oder mehrere gleichsinnig hilfsmagnetisierte Eisendrosseln verwendet und bei Verwendung mehrerer Eisenkerne werden zur besonderen Verstärkung ungerader Harmonischer die Eisenkerne entgegengesetzt hilfsmagnetisiert; bei Verzerrung der Stromkurve wird die höhere Frequenz einem eingeschalteten Stromtransformator (z. B. einem Autotransformator) oder einer Kapazität entnommen und bei verzerrter Spannungskurve wird die höhere Frequenz einem an das System von hilfsmagnetisierten Eisendrosseln angeschlossenen, abgestimmten Schwingungskreis entnommen.

Ein Zusatzpatent zu diesem D.R.P. betrifft das D.R.P. Nr. 287503, welches darin besteht, daß zur weiteren Verstärkung der ungeraden Harmonischen in der Primärspannung oder im Primärstrom bei Verwendung einer geraden Anzahl paarweise entgegengesetzt hilfsmagnetisierter Drosseln ein auf die doppelte Frequenz abgestimmtes Sekundär-

system angeschlossen wird, in welchem die doppelte Frequenz nach dem Verfahren von Joly erzeugt wird. Durch Versuche hat sich nämlich herausgestellt, daß man die fünffache, siebenfache und neunfache höhere Frequenz mit besonders gutem Wirkungsgrad erzielt, wenn man an den Gleichstromkreis ein auf die zweifache Frequenz abgestimmtes System anschließt, in welchem die doppelte Frequenz nach dem Verfahren von Joly (s. französische Patentschrift 418909) erzeugt wird. Fig. 25 zeigt eine Anordnung zur Ausführung des Verfahrens zur Frequenzsteigerung nach diesem Zusatzpatent. Über die Klemmen *a* werde Wechselstrom der Grundperiode dem mittels des Kondensators *b* abgestimmten Stromkreis *A* zugeführt. Der Strom fließe durch die Drosselspulen *c*, *d*, deren Eisenkerne in der dargestellten Weise durch die Gleichstromquelle *B* und die Wickelungen *e* und *f* hilfsmagnetisiert werden. Parallel zu der Gleichstromquelle *B* liegen die Abstimmittel *g* und *h*, die mit den Wickelungen *e*, *f* einen Stromkreis bilden, der auf das Zweifache der Grundfrequenz im Stromkreis *A* abgestimmt ist. Den Kurzschlußwegen *i*, *k* kann man dann wahlweise die fünffache, siebenfache und neunfache Frequenz entnehmen. Statt die Gleichstromwickelungen *e*, *f* zu benutzen, um die zweifache Frequenz zur Ausbildung zu bringen, kann man auch besondere Wickelungen eigens für diesen Zweck in Anwendung bringen.

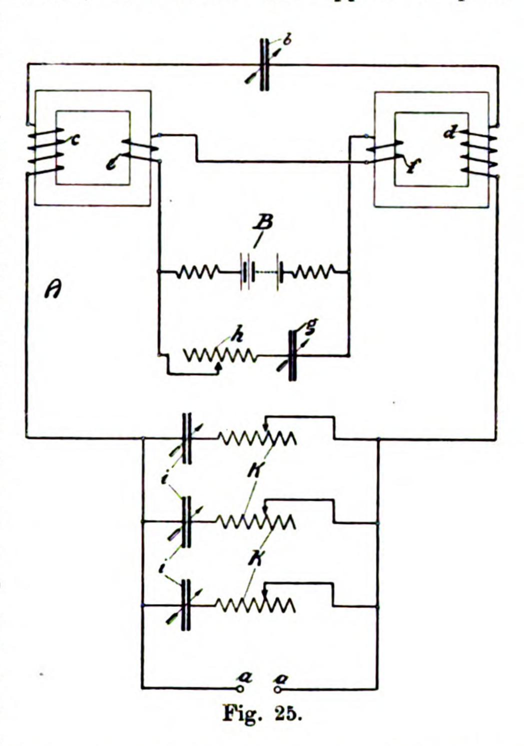


Fig. 25.

Dieselbe Gesellschaft hat sich durch D. R. P. Nr. 287320 ein Verfahren zum Tasten drahtloser Signale schützen lassen, welches einen Zusatz zu dem D. R. P. Nr. 281466 (Jahrb. **9**, 483) bildet (siehe auch

das ältere Zusatzpatent Nr. 285278, Jahrb. **10**, 195). Im Hauptpatent ist ein Verfahren zum Tasten drahtloser Signale beschrieben unter Benutzung eines zweiten Kreises außer der Antenne, der keine oder nur eine geringe Strahlungsdämpfung besitzt und der in den Zeichenpausen die Energie aufnimmt. Nach dem Verfahren des Hauptpatentes geschieht die Zeichengabe dadurch, daß die Antenne und dieser Belastungskreis wechselweise abgestimmt werden. In dem älteren Zusatzpatent 285278 sind Einrichtungen beschrieben, bei denen die Abstimmung und Verstimmung mit Hilfe von hilfsmagnetisierten, mit Wechselstromspulen versehenen Eisenkernen bewirkt werden dadurch, daß der Hilfsmagnetisierungsstrom geändert wird. Das zweite Zusatzpatent Nr. 287320 betrifft nun eine weitere Verbesserung dieser letzteren Einrichtung für den Fall, daß die hilfsmagnetisierten Kerne gleichzeitig zur Frequenz-

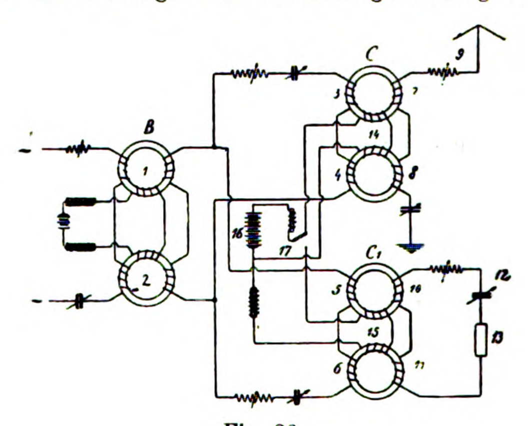


Fig. 26.

steigerung, also zur Erzeugung der Hochfrequenzenergie, dienen. Ändert man den Gleichstrom solcher statischen Frequenztransformatoren, wie es für die Ab- und Verstimmung gemäß vorliegendem Verfahren nötig ist, so ändert sich auch in gewissen Grenzen die Energieübertragung durch den Transformator. Es wird also die Belastung der die Energie primär erzeugenden Maschine nicht ganz konstant bleiben. Um dies zu erreichen, werden gemäß Zusatzpatent Nr. 287320 die Antenne und der Belastungskreis nicht an dasselbe Frequenzsteigerungsaggregat, sondern an getrennte Aggregate angeschlossen und diese beiden Aggregate wechselweise zur Energieübertragung benutzt, indem die Antenne und der Belastungskreis durch Änderung des Hilfsmagnetisierungsstromes dieser beiden Aggregate oder auch durch andere

Mittel (Tastrelais, wie im Hauptpatent angegeben) abwechselnd abgestimmt und verstimmt werden. Es ist beispielsweise in Fig. 26 *B* ein aus zwei Transformatoren 1 und 2 bestehendes Frequenzsteigerungsaggregat, das aus einer Maschine oder aus vorhergehenden Aggregaten die Energie empfängt. Gemäß Fig. 26 sind an dieses Aggregat *B* zwei ebensolche Aggregate *C* und *C'* mit ihren primären Wechselstromwickelungen 3, 4 bzw. 5, 6 parallel angeschlossen. Mit den Sekundärwickelungen 7, 8 des Aggregates *C* ist die Antenne 9, mit den Sekundärwickelungen 10, 11 des Aggregates *C'* der Belastungskreis 12 mit dem Ballastwiderstand 13 verbunden. Die Gleichstromkreise 14 bzw. 15 der beiden Aggregate *C* und *C'* erhalten ihren Strom von der Batterie 16 und können durch den Umschalter 17 abwechselnd mit Strom versorgt werden. Wird dieser Umschalter z. B. als Taster benutzt und die Umschaltung der Gleichstromkreise im Tempo der Signalgabe vorgenommen, so sind wechselweise die beiden Aggregate *C* und *C'* erregt. Demnach wandert die erzeugte Energie aus dem Aggregat *B* im Tempo der Signalgabe abwechselnd über das Aggregat *C* in die Antenne 9 oder über das Aggregat *C'* in den Belastungskreis 12. Es würde auch nach dem in dem vorhergehenden Zusatzpatent Gesagten genügen, die Hilfsmagnetisierungsströme für beide Aggregate *C* und *C'* abwechselnd so zu schwächen, daß die Resonanz der Antenne oder des Belastungskreises wechselweise gestört wird. Sind beide Aggregate *C* und *C'* vollständig gleich dimensioniert, so bleibt die Belastung der Erzeugeranlage konstant. Bei der Parallelschaltung kann noch ein Nachteil auftreten, der darin besteht, daß bei Verstimmung der daran angeschlossenen Kreise jedesmal der Primärstrom des verstimmten Aggregates stark anwächst. Es ist daher zweckmäßig, beide Aggregate *C* und *C'* mit ihren Primärwickelungen 3, 4, 5, 6 in Hintereinanderschaltung an das Aggregat *B* anzuschließen. Wenn man in diesem Falle die Abstimmung eines Aggregates ändert, so kann sich der primäre Strom nicht verändern, da es derselbe Strom ist, der in jedem Falle auch noch durch das abgestimmte Aggregat fließt. Die Abstimmungsänderung kann statt durch Änderung des Gleichstromes auch mit Hilfe von Tastrelais bewirkt werden, wie beim Hauptpatent, durch welche Teile der Selbstinduktion der Antenne und des Belastungskreises abwechselnd kurzgeschlossen werden.

Die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin hat sich durch D. R. P. Nr. 287012 ein Verfahren zum Abstimmen, zum Tasten, zur Telephonie und zum Erzeugen von Ton-

frequenzen bei der Erzeugung von Hochfrequenzströmen in statischen Transformatoren mit Hilfsmagnetisierung schützen lassen und zwar als Zusatz zu Nr. 286172 (Jahrb. 10, 298). Im Hauptpatent 286172 ist ein Verfahren zum Abstimmen, zum Zeichengeben bzw. zum Erzeugen der Tonfrequenzen bei der Erzeugung von Hochfrequenzströmen in statischen Transformatoren mit Hilfsmagnetisierung beschrieben worden, dessen Kennzeichen darin besteht, daß die Abstimmung oder Verstimmung des sekundären oder primären Wechselstromkreises (oder auch beider Kreise) bzw. die Zeichengebung durch Veränderung der Stromstärke im Hilfsmagnetisierungskreise hervorgerufen wird. Durch die Erfindung gemäß Zusatzpatent Nr. 287012 wird das so gekennzeichnete Verfahren dahin abgeändert, daß man den für jeden Kern bestimmten Hilfsmagnetisierungsstrom in zwei Teile teilt, die getrennt auf die Kerne wirken, und von denen der eine Teil zum Zwecke der Abstimmung, der Zeichengebung oder der Sprachübertragung beeinflußt wird. Diese Abänderung hat sich bei den angestellten Versuchen in vieler Hinsicht für sehr vorteilhaft erwiesen, denn man ist nunmehr bei der Bemessung des zu beeinflussenden Teiles der Hilfsmagnetisierung nur noch an die Voraussetzungen gebunden, die für die Beeinflussung selbst zu erfüllen sind, und kann den nur der Hilfsmagnetisierung dienenden anderen Teil ausschließlich für die noch fehlende Hilfsmagnetisierung benutzen. Es tritt dadurch eine wesentliche Vereinfachung der Bedienung ein, indem die ihren Zwecken nach verschiedenen Regelungsvorrichtungen für die beiden Stromteile elektrisch völlig voneinander getrennt sind und somit bei Betätigung der einen die anderen unbeeinflußt bleiben. Erklärlicherweise ist aus diesen Gründen die vorgeschlagene Trennung bei mikrophonischer Beeinflussung der Hilfsmagnetisierung zum Zwecke der Sprachübertragung von besonderem Vorteil. Diese Trennung kann gegebenenfalls auch eine Teilung des Hilfsmagnetisierungsstromes in die zwei Stromarten, Gleichstrom und Wechselstrom, oder den dem letzteren äquivalenten, periodisch unterbrochenen Gleichstrom darstellen, wobei der Wechselstrom bzw. der periodisch unterbrochene Gleichstrom im Sinne des Anspruches 4 des Hauptpatents dem Zwecke der Tonerzeugung dienen soll. Da, wie im Hauptpatent bereits hervorgehoben ist, der Sekundärkreis und der Hilfsmagnetisierungskreis bei einem Frequenzsteigerungsaggregat in bezug auf die Schaltungen der Wickelungen zueinander gleichartig beschaffen sind, so kann die Teilung des Hilfsmagnetisierungsstromes auch so erfolgen, daß für den einen Teil desselben die Sekundärwickelungen mitbenutzt werden.

Ein weiteres Zusatzpatent zu demselben Hauptpatent Nr. 286172 betrifft das D. R. P. Nr. 288050 derselben Gesellschaft, für welches gemäß dem Unionsvertrage die Priorität auf Grund der Anmeldung in Großbritannien vom 19. Juni 1912 anerkannt ist. Gemäß dem Hauptpatente konnte jeder der Wechselstromkreise eines Frequenztransformatoraggregates abgestimmt werden, indem man mittels des Hilfsmagnetisierungsstromes die magnetischen Eigenschaften der Kerne und damit die Selbstinduktionsgrößen in den Wechselstromkreisen ändert; dabei trat die Beeinflussung der Wechselstromstärke durch den Hilfsmagnetisierungsstrom in besonders starkem Maße auf, wenn die in die Wechselstromkreise eingeschalteten Kondensatoren die induktiven Widerstände angenähert aufheben. Bei einer vergleichsweise sehr geringen, entsprechend gerichteten Änderung der Hilfsmagnetisierungsstromstärke findet dann in dem primären bzw. sekundären Wechselstromkreis eine relaisartige Steigerung der Stromstärke, dem einen oder anderen aufsteigenden Ast der Resonanzkurve entsprechend, statt, welche Steigerung man zweckmäßig nicht bis zur Kurvenspitze, sondern nur bis zu der oberen Stelle der Kurve, wo sie nach der Spitze hin umbiegt, treibt, während man den anderen Grenzwert der Hilfsmagnetisierungsstärke so einrichtet, daß die dann vorhandene Selbstinduktion in dem zu beeinflussenden Wechselstromkreis eine Stromstärke herstellt, die einer unteren Stelle des benutzten Kurvenastes entspricht, wo die Kurve beginnt, sich zu verflachen. Nach dem Zusatzpatent Nr. 288050 wird nun die Erscheinung der relaisartigen Steigerung der Wechselstromstärke durch eine vergleichsweise geringfügige Änderung des Hilfsmagnetisierungsstromes für die Zwecke der drahtlosen Telephonie dadurch ausgenutzt, daß man das aufnehmende Mikrophon den Hilfsmagnetisierungsstrom im Gebiete der sekundären Resonanzkurve, wie beschrieben, beeinflussen läßt. Es wird dann die Ausstrahlung des Sendedrahtes ihrer Intensität nach im Rhythmus der akustischen Schwingungen erfolgen. Auch hier ist dann die Bemessung der mittleren Hilfsmagnetisierungsstromstärke und ihrer Änderung so zu wählen, daß die hervorgerufenen Änderungen der Stromstärke im Nutzkreise auf dem einen oder anderen aufsteigenden Ast der Resonanzkurve liegen.

Dieselbe Gesellschaft hat sich durch D. R. P. Nr. 287474 eine Einrichtung zur wiederholten Steigerung der Periodenzahl von Wechselströmen in ruhenden oder bewegten Transformatoren (Dynamomaschinen) schützen lassen, deren Kennzeichen darin bestehen, daß für die gesteigerten Frequenzen an Stelle besonderer (zusätzlicher) Eisenmengen

Teile des für die Grundfrequenz verwendeten Eisenvolumens benutzt werden, so daß ein Teil des Eisens so oft verwendet wird, als Steigerungen stattfinden, der letzte Teil dagegen nur einmal. Sobald nämlich bei der Frequenzsteigerung die Periodenzahl über 5000 hinausgeht, beginnen die Eisenverluste an Einfluß zu gewinnen und machen besondere Maßnahmen notwendig, wenn man den Wirkungsgrad in der Frequenzsteigerung in praktisch brauchbaren Grenzen halten will. Diese Maßnahmen bestehen in der Wahl gut legierter, besonders dünner Bleche. Es hat sich ferner gezeigt, daß die richtige Wahl der Eisenmenge im Verhältnis zu der Energie, welche die Frequenzsteigerungsvorrichtung zu übertragen hat, eine der Hauptfragen für die Erreichung eines praktisch brauchbaren Wirkungsgrades ist. Dabei gilt das Gesetz, daß das günstigste Eisenvolumen proportional der Periodenzahl abnimmt. Es mag nun für eine bestimmte Anlage mit gegebener Grundperiodenzahl, z. B. 5000, und gegebener Leistung das günstigste Eisenvolumen für eine einmalige Steigerung der Frequenz, z. B. auf das Doppelte, gefunden sein. Dann folgt aus dem erwähnten Wechselstromgesetz, daß für die nächste Steigerung das günstigste Eisenvolumen, wenn es sich um Verdoppelung handelt, etwa den halben Wert des ursprünglich benutzten hat. Steigert man die Frequenz weiter und weiter, so tritt eine fortschreitende Verminderung des günstigsten Eisenvolumens ein.

Das Wesen dieser Einrichtung läßt sich am besten erläutern an dem Verfahren der Frequenzumwandlung von Joly (La Lumière Electrique 1911, S. 195). Der Generator 1 (Fig. 27) schickt über die Abstimmittel 2, 3 (Spulen und Kondensatoren) einen Hochfrequenzstrom in die Primärwickelungen 4, 5 der Transformatoren 6, 7, welche durch einen besonderen Kreis 8 hilfsmagnetisiert werden und in der Sekundärwickelung 9, 10 eine Spannung doppelter Frequenz ergeben. Die Spannung doppelter Frequenz wirkt als Primärstrom über Abstimmittel 11, 12 auf ein weiteres Transformatorenpaar 13, 14, welches das halbe Eisenvolumen hat und ebenfalls (nicht gezeichnet) hilfsmagnetisiert ist und in den Leitungen 15, 16 eine Spannung vierfacher Frequenz führt. Diese Spannung kann nun weiter gesteigert oder direkt den Verbrauchsapparaten zugeführt werden. Die Transformatoren 13, 14 besitzen, wie erwähnt, ein geringeres Eisenvolumen als die Transformatoren 6, 7, so daß es möglich ist, durch eine Unterteilung des Eisenvolumens dieser Kerne dasjenige Eisenvolumen zu erhalten, welches in den Transformatoren 13, 14 vorhanden ist. Fig. 28 zeigt dies schematisch. Der Übersichtlichkeit wegen ist die Gleich-

strommagnetisierung fortgelassen. Die inneren Ringe besitzen genau das Volumen der Kerne 13, 14, während das Gesamtvolumen der Kerne 17, 18 dem Volumen der Kerne 6, 7 gleicht. Die Wickelung der Grundfrequenz ist um das gesamte Eisen der Kerne 17, 18 herumgeführt, während die gesteigerte Frequenz den das gesamte Eisen der Kerne 17, 18 umschließenden Windungen 19, 20 entnommen und über Abstimmittel 21, 22 als Primärstrom den Windungen 23, 24 zugeführt wird, welche nur die Hälfte des Eisens der Kerne 17, 18 umfassen. An den Windungen 25, 26, welche ebenfalls nur die Hälfte des Eisens umfassen, wird die höhere Frequenz abgenommen und kann entweder

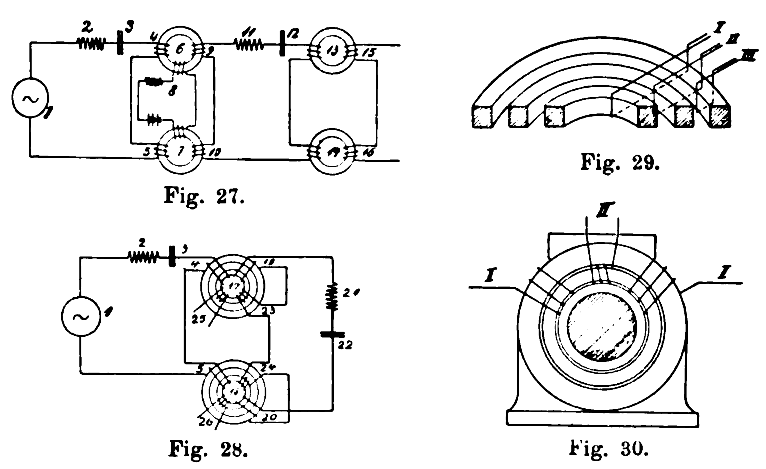


Fig. 27. Fig. 29. Fig. 28. Fig. 30.

einer weiteren Steigerung unterworfen oder direkt einem Nutzstromkreis zugeführt werden, wie dies vorher von den Spannungen in den Wickelungen 15, 16 gesagt ist. Rein schematisch kommt das Wesen der vorliegenden Erfindung in der Fig. 29 zum Ausdruck. Die verschiedene Frequenzen führenden Wickelungen I, II, III umgreifen in demselben Maße weniger Eisen, als die Frequenz in ihnen steigt, so daß bei der niedrigsten Frequenz alle Eisenteile gleichzeitig benutzt werden, bei höher werdender Frequenz immer weniger und bei der höchsten Frequenz zum Schluß nur noch ein einziger der ursprünglich verwendeten Eisenteile in Benutzung kommt. Die Anwendung des Verfahrens bei rotierenden Umformern zeigt schematisch Fig. 30, wo die Wickelung I für die Grundfrequenz das gesamte Eisen umschließt, die Wickelung II für die nächst höhere Frequenz nur einen Teil desselben usw. Die Erfinduug ist nur verwendbar bei solchen Verfahren, bei denen eine mehr als einmalige Steigerung der Frequenz stattfindet.

Einen gegebenen Eisenkörper zu unterteilen und die Wickelungen um einen einzelnen Teil eines großen Eisenkörpers herumzuführen, ist für einmalige Frequenzsteigerung aus der deutschen Patentschrift 230317 bereits bekannt. Wollte man bei der Frequenzsteigerungseinrichtung nach dieser Patentschrift eine weitere Steigerung der Frequenz vornehmen, so könnte dies z. B. unter Benutzung des in der vorliegenden Erfindung geschützten Verfahrens geschehen. Die erreichten Vorteile sind nicht nur ökonomischer, sondern auch elektrischer und konstruktiver Art. Elektrischer Art insofern, als die Gesamteisenverluste geringer werden, konstruktiver Art insofern, als der Gesamtaufbau kleiner und stabiler gehalten werden kann.

Das D. R. P. Nr. 287607 von Franz Apfelbeck in Demnia Wyzna, Galizien, betrifft einen Detektor für elektrische Wellen. Er besteht aus zwei sich berührenden Kontaktteilen und zwar besteht der eine Kontaktteil aus einer Legierung von Kobalt, Wismut, Arsen und Nickel und besitzt eine glatt geschliffene Oberfläche; hierdurch soll sich eine besondere Empfindlichkeit des Detektors ergeben, welche die anderer Detektoren um das Doppelte übertrifft. Nach den Angaben in der genannten Patentschrift hat sich am günstigsten für die Elektrode eine Legierung aus 4 % Kobalt, 1 % Wismut, 24 % Arsen und 71 % Nickel ergeben.

Das D. R. P. Nr. 287143 der National Electric Signaling Company in Brantrock, V. St. A., betrifft ein Verfahren und eine Schaltungsanordnung zur Verwendung der Energie von Schwingungsströmen. Das Verfahren besteht darin, daß diese Energie zuerst in bekannter Weise mit der Energie eines getrennt davon erhaltenen Hilfsstromes kombiniert wird, und daß dann der zusammengesetzte Strom einen nach dem Summierungsprinzip arbeitenden integrierenden Detektor durchfließt, wodurch eine Anzeigevorrichtung in Tätigkeit gesetzt wird; zum drahtlosen Zeichengeben soll der Empfangsstromkreis durch die empfangene Wellenenergie und ferner durch einen Hilfswechselstrom von einer zur Erzeugung von Schwebungen mit der empfangenden Energie geeigneten Frequenz erregt werden, worauf der zusammengesetzte Strom gleichgerichtet und dann zur Betätigung eines akustischen Empfängers o. dgl. benutzt wird. Da eine nähere Erläuterung der speziellen Ausführungen dieses Verfahrens im Rahmen dieser Patentberichte zu weit führen würde, müssen Interessenten auf das Studium der Patentschrift selbst verwiesen werden.

Dr. Rudolf Goldschmidt in Berlin hat sich durch D. R. P. Nr. 288058 ein Verfahren zur Verbesserung von Senden und Emp-

fangen in der drahtlosen Telegraphie mittels Hochfrequenzmaschinen (nicht Funken), insbesondere zur Durchdringung von atmosphärischen Störungen und zur Leistungssteigerung schützen lassen; es besteht darin, daß die von der Hochfrequenzmaschine hervorgebrachten Wellen in einzelne Wellenzüge von relativ langer Zeitdauer aufgebrochen und dadurch beim Empfang ein Trillerton, beispielsweise mittels eines Tonrades, erzeugt wird. In der drahtlosen Telegraphie werden bei Verwendung von Hochfrequenzmaschinen kontinuierliche Wellen erzeugt. Um einen Tonempfang mit seinen Vorzügen im Hinblick auf das Durchdringen durch atmosphärische Störungen zu bewirken, kann der Ton entweder auf der Primärstation hervorgerufen werden, indem man z. B. die Hochfrequenzmaschine mit Wechselstrom oder pulsierendem Strom von der Größenordnung nach 1000 Perioden erregt, oder aber indem man die an sich kontinuierlich bleibenden Wellen mit Hilfe des Tonrades oder nach irgendeinem anderen System auf der Empfangsstation in eine passende hörbare Tonfrequenz (Größenordnung 1000 Perioden in der Sekunde) umwandelt. Es ist nun aus der Akustik bekannt, daß die rein harmonischen Töne nicht so sehr geeignet sind, die atmosphärischen Störungen zu durchdringen wie Schwebungstöne oder Trillertöne, bei denen einen Augenblick der Ton vollständig verschwindet, um dann um so stärker wieder hervorzutreten. Ein Trillerton, der an sich in der drahtlosen Telegraphie bekannt ist, wird dadurch hervorgerufen, daß der kontinuierliche Ton von 1000 Perioden etwa 10- bis 50 mal in der Sekunde unterbrochen wird. Man kann auf diese Weise ein weiteres Kennzeichen zur Unterscheidung der zu empfangenden Station von anderen gewinnen, nämlich die Trillerfrequenz oder Schwebungsfrequenz. Obgleich physikalisch nicht vollkommen korrekt, möge im nachfolgenden stets nur von der Trillerfrequenz die Rede sein. Um den Triller hervorzurufen, gibt es verschiedene Wege, von denen hierzu folgende angegeben werden mögen: Man kann sowohl den Ton als den Triller auf der Primärstation erzeugen, indem man beispielsweise die Hochfrequenzmaschine gleichzeitig mit zwei Wechselströmen von 975 und 1025 Perioden erregt, wozu zwei Erregermaschinen für verschiedene Frequenzen erforderlich sind. Zweckmäßig erregt man die Erregermaschine mit der Trillerfrequenz, z. B. 50 Perioden, oder man erzeugt durch besondere Formgebung der Polschuhe und besondere Anordnung der Wickelung den Trillerstrom. Bei dieser Art der Ausführung des Verfahrens hat man zum Erkennen der Station drei Kennzeichen: die Frequenz der Hochfrequenzschwingungen (Wellenlänge), die Tonfrequenz und die Trillerfrequenz. Ein zweiter

Weg ist die Erzeugung der Töne auf der Sekundärstation, beispielsweise mit Hilfe von zwei Tonrädern oder mit einem Tonrad, bei dem teilweise die Zähne fortgelassen sind. Es gibt hier natürlich eine große Anzahl von Variationsmöglichkeiten. Eine Kombination beider soeben genannter Methoden ergibt sich dann, wenn man die Hochfrequenzmaschine mit einem Strom von niederer Frequenz, der Trillerfrequenz von beispielsweise 50 Perioden, erregt und auf der Sekundärstation den Ton erzeugt, oder aber indem man auf der Primärstation die Tonfrequenz hervorbringt und auf der Sekundärstation mit Hilfe eines Unterbrechers die Trillerfrequenz. Besonders günstig gestaltet sich das Verfahren, wo auf der Primärstation die Hochfrequenzmaschine mit der Trillerfrequenz erregt wird, und zwar deswegen, weil die Niederfrequenzerregermaschine leichter zu bauen ist und die Selbstinduktion des Erregerkreises weniger in Betracht kommt, ferner deswegen, weil die Wellenlänge, die ja bei Wechselstromerregung verändert wird, diese Veränderung in um so geringerem Maße aufweist, je niedriger die Frequenz des Erregerstromes ist. Bei hoher Erregerfrequenz tritt durch die Doppelwelligkeit eine Verflachung der Abstimmung ein, die sich besonders bei langen Wellen stark geltend macht, da auch die Tonfrequenz eine relativ hohe ist. Auf einen ganz besonderen Vorteil sei hier noch hingewiesen, nämlich die Verminderung der Beanspruchung der Hochfrequenzmaschine durch die mit dem Verfahren verbundene intermittierende Belastung. Bei gleicher Beanspruchung würde die Hochfrequenzmaschine eine erhöhte Leistung hergeben. Besonders günstig gestaltet sich die Beanspruchung der Hochfrequenzmaschine, wenn man sie mit einem intermittierenden Strom an Stelle eines reinen Wechselstromes erregt. Ein solcher intermittierender Strom kann hervorgerufen werden durch einen Unterbrecher (der beispielsweise auch in die Antenne oder einen Zwischenkreis eingeschaltet werden kann) oder durch Erregung mittels eines aus Gleich- und Wechselstrom kombinierten Stromes. Zum Hervorbringen eines solchen Stromes kann man entweder eine Wechselstrommaschine und eine Gleichstrommaschine gemeinsam verwenden oder eine Gleichstrommaschine mit einem Schleifring versehen und den Strom zwischen einer auf dem Kommutator schleifenden Bürste und diesem Schleifring abnehmen. Ein anderes Verfahren, um den Triller zu erzeugen, besteht darin, daß man eine variable Selbstinduktionsspule oder einen variablen Kondensator mit der Trillerfrequenz rotieren läßt, so daß periodische Verstimmungen eintreten.

Das D. R. P. Nr. 274206 der Marconi's Wireless Telegraph

Company Limited in London betrifft eine Einrichtung zum Verhindern von Störungen drahtloser Empfangsstationen durch in geringer Entfernung arbeitende Sendestationen, bei welcher an der Empfangsstation außer dem Empfangsluftleiter noch ein Ausgleichsluftleiter angeordnet ist, deren Wirkungen auf den Empfänger beim Eintreffen von Wellen der nahen Sendestation sich gegenseitig aufheben. Die wesentlichen Merkmale dieser Einrichtung bestehen darin, daß als Ausgleichsluftleiter eine gerichtete Antenne verwendet wird, die auf die Periode des Empfangsluftleiters abgestimmt und so angeordnet ist, daß sie praktisch durch die Signale der Fernstation unbeeinflußt bleibt, ihre unter dem Einfluß des zur Station gehörenden Senders auf den Empfangsapparat ausgeübte Wirkung dagegen zu der durch den gleichen Einfluß im Empfangsluftleiter erzeugten entgegengesetzt ist. Der Empfangsluftleiter besteht ebenfalls aus einer gerichteten Antenne und der Ausgleichsluftleiter sowie der Empfangsluftleiter sind so gerichtet, daß letzterer durch die aufzunehmenden Signale am stärksten, durch die Ausstrahlung des zur eigenen Station gehörenden Sendeluftleiters dagegen nur ganz geringfügig, der Ausgleichsluftleiter dagegen umgekehrt durch die aufzunehmenden Signale am schwächsten, durch die Ausstrahlungen des zur eigenen Station gehörenden Sendeluftleiters jedoch am stärksten beeinflußt wird.

In der französischen Patentschrift 466059 der Marconi's Wireless Telegraph Co. Ltd., London, ist eine Antenne für drahtlose Telegraphie beschrieben, die aus einem geschlossenen Schwingungskreise besteht, der in einer vertikalen Ebene angeordnet ist und in den in ungefähr gleichen Abständen auf dem ganzen Umfange verteilt Kondensatoren eingeschaltet sind. Die Kapazität aller dieser Kondensatoren soll so geregelt sein, daß für die verwendete Wellenlänge die Induktanz der Leiterteile des Antennenkreises, welche zwischen den aufeinanderfolgenden Kondensatoren liegt, genau kompensiert wird. Die Kondensatoren können in undurchlässigen Gehäusen auf der Spitze von Masten angeordnet werden, die die Antenne tragen, und in der Praxis sollen ferner Spulen großer Selbstinduktion parallel zu jedem dieser Kondensatoren geschaltet werden, um die Ansammlung elektrostatischer Ladungen auf den Antennendraht zu verhindern. Der Antennenschwingungskreis kann die Form eines Rechtecks oder auch jedes beliebigen Polygons haben, und wenn gewünscht, kann auch die Erde die untere Seite dieses Rechtecks oder Polygons bilden. Der Abstand zwischen den beiden äußersten Seiten dieses Antennenkreises kann ebensogroß wie eine halbe Wellenlänge sein, und eine solche Antenne

besitzt alsdann eine sehr gute Ausstrahlungs- bzw. Aufnahmefähigkeit für die elektrischen Wellen und besitzt dabei zugleich die guten Eigenschaften eines kleinen geschlossenen Schwingungskreises.

Marconi beschreibt ferner in der britischen Patentschrift 802 vom Jahre 1913 einen Hochfrequenzgenerator. Diese Hochfrequenzmaschine besteht aus einem Primär- oder Erregerkreis in Gestalt einer großen Anzahl auf dem Umfang eines feststehenden Zylinders parallel angeordneter und miteinander und mit einer Stromquelle in Serie geschalteter Leiter; ein ähnlich angeordneter Sekundärleiter ist auf einem mit dem erwähnten Zylinder koaxialen Hohlzylinder angeordnet. Der Zylinder mit der Primärwickelung kann auch entgegengesetzt zur Drehrichtung des die Sekundärwickelung tragenden Zylinders in Umdrehung versetzt werden.

(Eingesandt 31. Oktober 1915.)

Adresse des Autors: Gr.-Lichterfelde W bei Berlin, Roonstr. 12.

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

Elektroindustrie (Zürich), VII. Jahrg., Nr. 19, 20 u. 21, 1915.
Houston Stewart Chamberlain, Politische Ideale. Verlag F. Bruckmann A.-G., München. 2. Aufl. 1915. M. 1.—.
Deutsche Optische Wochenschrift, Nr. 1—3. 1915. Verlag Alexander Ehrlich, Berlin W 35.
Proc. Inst. Radio Engineers. Vol. 3, No. 2. Juni 1915. 111 Broadway, New York.

(Eingesandt 7. November 1915.)

Literaturverzeichnis.

Armstrong, Edwin, H., Proc. Inst. Radio Engineers (New York), Vol. 3, Nr. 3, S. 215, 1915. Some recent developments in the Audion-receiver.
— Electrician 76, 61, 1915. The Audion-amplifier (Polemik mit Lee de Forest).
Austin, L. W., Journ. Wash. Ac. of Sc. V. Nr. 15, S. 525, 1915. Resistance of radiotelegraphic antennas.
Bairsto, G. E., Electrician 76, 53, 1915. On the relation between alternating-current conductivity of a dielectric and its change of capacity with frequency.

Bellescize, H. de, La Lum. Él. Nr. 40, S. 56, 1915. Note sur les appareils de réception.

Bellini, E., Electrician **76**, 27, 62, 1915. The direction finder (Polemik gegen Prof. Artom).

Bethenod, J., La Lum. Él. **37**, Nr. 38, S. 1, 1915. Sur le réglage des postes radiotélégraphiques à ondes entretenues produites par machines à haute fréquence.

Biermanns, J., Arch. f. Elektrot. 3, S. 5. Über das Abschalten großer Wechselstromenergien (vgl. Ref. in Elektrot. Ztschr. **36**, 556, 1915).

Breisig, F., Elektrot. Ztschr. **36**, 521, 1915. Über ein mechanisches Modell einer elektrischen Leitung.

Cabot, Sewall u. **Cairns, C. F.,** Electrician **75**, 944, 1915. The design of stationary transformers.

Campbell, George A., Phys. Rev. (2) **5**, 452, 1915. Mutual inductances of circuits composed of straight wires.

Cerisaie, de la Jean, La Nature Nr. 2189, S. 176, 1915. Les nouveaux téléphones sans fil Marconi.

Chireix, H., La Lum. Él. Nr. 33, S. 193, 1915. Note sur le fonctionnement des postes radiotélégraphiques á résonance.

— Ebenda Nr. 41, S. 73, 1915. Sur un condensateur à variation continue permettant de réaliser un ondemètre á graduation proportionelle à la longueur d'onde.

Cohen, Louis, Proc. Inst. Radio Engineers (New York), Vol. 3, Nr. 3, S. 295, 1915. A derivation of the Bjerknes logarithmic decrement formula.

Coursey, Philip R., Electrician **75**, 841, 1915. The calculation and design of inductances (speziell für Radiotelegraphie).

Eccles, W. H. u. **Makower, A. J.,** Electrician **75**, 905, 1915. Electric oscillations in coupled circuits. A class of particular cases. (Untersuchungen über Einwelligkeit).

Electrician 75, 907, 1915. Radiotelegraphic investigations.

— **76**, 120, 1915. Alternating-current ammeters and voltmeters.

— **76**, 137, 1915. Method of constructing alternators to obtain a pure sine wave E. M. F. (Ref. nach E. T. F. **36**, S. 97—99.)

El. World Nr. 15, S. 786, 1915. Long-distance radiotelephony.

Fleming, J. A., The wireless telegraphist's pocket book of notes, formulae and calculations (published by The Wireless Press Ltd, Marconi House, Strand, London WC. u. Glasgow: Jas. Brown & Son 1915).

Hansen, N., Prometheus Nr. 1346, S. 721, 1915. Englische Monopolbestrebungen in der drahtlosen Telegraphie.

Hogan jr., John L., Proc. Inst. Radio Engineers (New York), Vol. 3, Nr. 3, S. 249, 1915. Developments of the Heterodyne receiver.

Howe, G. W. O., Electrician **75**, 870, 1915. The capacity of aerials of the umbrella type.

Jentsch, Otto, Arch. f. Post u. Telegr. Nr. 10, 1915. Die Meßgeräte der drahtlosen Telegraphie.

Jouaust, R., La Lum. Él. Nr. 37, S. 289, 1915. L'état actuel des théories relatives au magnétisme.

Kock, F., Electrician **76**, 6, 1915. Electric strength of insulating materials under mechanical pressure.

La Lum. Él. Nr. 35, S. 263, 1915. Dispositif d'appel de télégraphie sans fil.
— Nr. 41, S. 86, 1915. Progrés réalisés dans les alternateurs à haute fréquence.
— Nr. 41, S. 93, 1915. Expériences de radiotélégraphie et de radiotéléphonie sur les chemins de fer (Ref. aus El. World 11. September 1915. John L. Hogan).
Ludewig, Paul, Schweiz. Elektrot. Ztschr. **12**, 274, 1915. Gleichzeitiges Senden und Empfangen in der drahtlosen Telegraphie.
Makower, A. J., s. Eccles, W. H.
Marchant, E. W., Electrician **75**, 882, 1915. A note on „earth resistance" (vgl. ebenda **76**, 62, 1915. W. H. Murdoch)
Mc Lachlan, N. W., Electrician 75, 877, 1915. The heating of iron when magnetised at very high frequencies.
Moll, Friedrich, Helios Nr. 38, S. 512, 1915. Drahtlose Telegraphie in alter und neuer Zeit.
Nagaoka, H., Ann. Phys. Beibl. **39**, 523, 1515. (Ref. ü. Proc. Math. Phys. Soc. Tokyo **7**, 403, 1914.) Über gewisse Erscheinungen bei der Fortpflanzung elektrischer Wellen auf der Erdoberfläche und die ionisierten Schichten der Atmosphäre.
Nature (London), Nr. 2397, S. 155, 1915. Long distance wireless telephony.
Oseen, C. W., Ark. för Mat. Astron. och Fys. **9**, Nr. 27, 1915. Über den Wechselstromwiderstand kurzer Spulen.
— Ebenda Nr. 28. Über das elektromagnetische Spektrum eines dünnen Ringes.
— Ebenda Nr. 30. Über die elektromagnetischen Schwingungen an dünnen Stäben (vgl. auch Ref. in Ann. Phys. Beibl. **39**, 576, 1915).
Peters, J. F., Electrician **76**, 24, 43, 1915. Harmonics in transformer magnetising currents.
Pratt, Haraden, Electrician **75**, 843, 1915. Long range reception with combined crystal detector and audion amplifier (vgl. auch La Lum. El. Nr. 39. S. 39, 1915, Referat).
Richardson, Spencer W., Proc. Roy. Soc. A. Vol. 92, Nr. 634, S. 41, 1915. Some experiments on the properties of dielectrics.
Tank, Franz, Ann. Phys. **48**, 307, 1915. Über den Zusammenhang der dielektrischen Effektverluste von Kondensatoren mit den Anomalien der Ladung und der Leitung.
Telefunken, Elektrot. Ztschr. **36**, 473, 1915. Telefunken-Zwischenhöreinrichtung.
Thurn, H., Elektrot. Ztschr. **36**, 515, 1915. Selbstaufzeichnung des Zeitsignals. (Ref. über Die Naturwiss. **2**. S. 132)
— Ebenda S. 538. Die internationale Verbreitung der Funkentelegraphie.
Uller, Karl, Physik. Ztschr. **16**, 376, 1915. Die Spannungen im elektromagnetischen Felde.
Werner, Frank, Journ. Wash. Ac. Sc. Nr. 16, S. 561, 1915. A method for measuring earth resistivity (vgl. Electrician **76**, 103, 1915).
White, G. W., Electrician **76**, 103, 1915. The „discharge tube" used as a wireless valve.

(Eingesandt 7. November 1915.)

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 10. 1916. Heft 5.

Die elektrischen Konstanten der Antennen.

Genaue Formeln zur Bestimmung der Induktanz und der Kapazität von Luftleitergebilden und der Schwingungszahl in der drahtlosen Telegraphie.

Von **Louis Cohen.**

Die Bestimmung der Induktanz und der Kapazität der Antennen und der Schwingungszahl der ausgesandten Schwingungen bildet einen der wichtigsten Messungsgegenstände in der drahtlosen Telegraphie. Wir verfügen über mehrere Methoden zur Messung der elektrischen Konstanten von Antennen, aber diese Methoden sind alle ungenau, weil man dabei verabsäumt, dem Umstande Rechnung zu tragen, daß die Induktanz und die Kapazität von Antennen ihrer Natur nach verteilt sind. Ich will hier Formeln angeben, welche die verteilte Natur der Konstanten berücksichtigen, und werde dartun, daß der Fehler, den man macht, wenn man annimmt, daß die Induktanz und die Kapazität örtlich zusammengedrängt sind, beträchtlich sein und sich in manchen Fällen bis auf 20 v. H. belaufen kann.

Zum Zwecke des Vergleiches gebe ich zunächst die Theorie einer der allgemein angewandten Methoden an. Diese lautet folgendermaßen: Zwei Belastungs-Selbstinduktionen werden einzeln in den Antennenkreis eingeführt; durch einen Summerkreis werden Schwingungen erregt, und die entsprechenden Wellenlängen werden mittels eines Wellenmessers gemessen. Nehmen wir an, daß wir die Gesamtinduktanz und die Gesamtkapazität der Antenne als örtlich zusammengedrängt ansehen können, und bezeichnen wir ihre Werte mit L_1 und C_1, die Induktanz der Belastungsspulen mit L_0 und L_0', schließlich die entsprechenden Wellenlängen der bei Einschaltung der beiden verschiedenen Belastungsspulen durch den Summerkreis in der Antenne

erregten Schwingungen mit λ_1 und λ_2, so erhalten wir die folgenden Beziehungen:

$$\left.\begin{aligned} \lambda_1 &= 2\pi u \sqrt{(L_0 + L_1) C_1} \\ \lambda_2 &= 2\pi u \sqrt{(L_0' + L_1) C_1} \end{aligned}\right\} \tag{1}$$

wo u die Lichtgeschwindigkeit in Luft ist und L und C in Henry bzw. Farad ausgedrückt sind.

Quadrieren wir die vorstehenden Gleichungen und dividieren sie durcheinander, so erhalten wir:

$$\frac{\lambda_1^2}{\lambda_2^2} = \frac{L_0 + L_1}{L_0' + L_1} \tag{2}$$

Aus Gleichung (2) können wir die Induktanz L_1 der Antenne als Funktion der bekannten Größen ermitteln, und zwar ist:

$$L_1 = \frac{L_0 \lambda_2^2 - L_0 \lambda_1^2}{\lambda_1^2 - \lambda_2^2} \tag{3}$$

Durch Einsetzen des Wertes für L_1 aus Gleichung (3) in eine der beiden Gleichungen (1) erhalten wir den Wert von C_1.

Wir wollen jetzt sehen, welchen Einfluß der verteilte Charakter der Induktanz und der Kapazität einer Antenne hat. Die Wellenlänge der in einem Schwingungskreise mit lokalisierter Induktanz und Kapazität L_1 und C_1 erregten freien Schwingungen ist

$$\lambda = 2\pi u \sqrt{L_1 C_1} \tag{4}$$

Für den Fall einer gleichförmig verteilten Induktanz und Kapazität ist die Grundwellenlänge der in einer an einem Ende geerdeten und am anderen Ende offenen Leitung erregten Schwingung[1])

$$\lambda = 4 u \sqrt{L_1 C_1} \tag{5}$$

wo L_1 und C_1 die gesamte Induktanz bzw. die gesamte Kapazität der Leitung sind.

Im Falle einer Antenne nach Fig. 1 ist eine lokalisierte Induktanz mit einer verteilten Induktanz und einer verteilten Kapazität in Reihe geschaltet, und die Wellenlänge der Schwingungen, die in einem derartigen Schwingungskreise erregt werden, hat einen Wert, der zwischen den durch die Gleichungen (4) und (5) gegebenen Grenzwerten liegt, und zwar je nach dem Verhältnis der zusätzlichen Induktanz zur verteilten.

Es seien L und C die Induktanz und die Kapazität der Längen-

1) Siehe Louis Cohen, Formulae and Tables for the Calculation of Alternating Current Problems, S. 238.

einheit der Antenne. Dann erhalten wir, wenn wir den Widerstand vernachlässigen, folgende Grundgleichungen:

$$\left.\begin{aligned} L\frac{d\,l}{d\,t} &= -\frac{d\,v}{d\,s} \\ C\frac{d\,v}{d\,t} &= -\frac{d\,I}{d\,s} \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

Durch Differenzierung und gegenseitige Substitution dieser Gleichungen erhalten wir die folgenden:

$$\left.\begin{aligned} L\,C\frac{d^2 i}{d\,t^2} &= \frac{d^2 i}{d\,s^2} \\ L\,C\frac{d^2 v}{d\,t^2} &= \frac{d^2 v}{d\,s^2} \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

Die Lösungen der Gleichungen (7) sind bekannt. Man erhält:

$$\left.\begin{aligned} I &= \sum_{n=1}^{n=\infty}(A_{1n}\cos\beta_n t + A_{2n}\sin\beta_n t)(B_{1n}\cos K_n s + B_{2n}\sin K_n s) \\ v &= \sqrt{\frac{L}{C}}\sum_{n=1}^{n=\infty}(A_{1n}\sin\beta_n t - A_{2n}\cos\beta_n t)(B_{1n}\sin K_n s - B_{2n}\cos K_n s) \end{aligned}\right\} \tag{8}$$

wo

$$\beta_n = \frac{K_n}{\sqrt{L\,C}} \tag{9}$$

ist.

Die Stromstärke und das Potential in der Leitung sind zusammengesetzte Wellen, die aus einer Grundschwingung und deren Oberschwingungen bestehen. Betrachten wir nur die Grundschwingung, so erhalten wir:

$$\left.\begin{aligned} I &= (A_1\cos\beta t + A_2\sin\beta t)(B_1\cos K S + B_2\sin K S) \\ v &= \sqrt{\frac{L}{C}}(A_1\sin\beta t - A_2\cos\beta t)(B_1\sin K S - B_2\cos K S) \end{aligned}\right\} \tag{10}$$

und

$$\beta = \frac{K}{\sqrt{L\,C}}$$

Die der Wellenlänge der Grundschwingung entsprechende Schwingungszahl ist durch

$$f = \frac{\beta}{2\pi} = \frac{K}{2\pi\sqrt{L\,C}} = \frac{K\,l}{2\pi\sqrt{L_1\,C_1}} \tag{11}$$

gegeben, wo l die Länge der Antenne, $L_1 = L\,l$ die gesamte Induktanz der Antenne, $C_1 = C\,l$ die gesamte Kapazität der Antenne ist. Die Wellenlänge der Grundschwingung ist

$$\lambda = \frac{2\pi\sqrt{L_1 C_1}}{K l} \tag{12}$$

Die Schwingungszahl oder die Wellenlänge ist eine Funktion der Induktanz und der Kapazität sowie der Konstanten K, welch letztere aus den Grenzbedingungen der Aufgabe zu bestimmen ist.

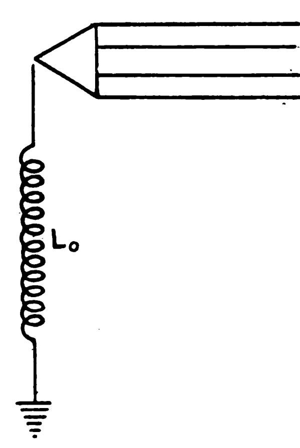


Fig. 1.
Belastete Antennenkreise.

Wenn die Antenne an einem Ende, etwa bei $S = l$, durch eine Spule mit der Selbstinduktion L_0 und zu vernachlässigendem Widerstande geerdet und am anderen Ende, etwa bei $S = 0$, offen ist, so lauten die Grenzbedingungen:

$$\left.\begin{aligned} &\text{bei } S = l: \\ &\qquad I = 0 \\ &\text{bei } S = 0: \\ &\qquad v + L_0 \frac{dI}{dt} = 0 \end{aligned}\right\} \tag{13}$$

Durch Einsetzen der Werte aus den Gleichungen (13) in die Gleichungen (10) erhalten wir:

$$\left.\begin{aligned} &B_1 \cos KL + B_2 \sin KL = 0 \\ &B_2 \sqrt{\frac{L}{C}} + B_1 \beta L_0 = 0 \end{aligned}\right\} \tag{14}$$

Wenn wir aus den Gleichungen (14) B_2/B_1 eliminieren, so erhalten wir die folgende Gleichung:

$$\cot KL = \beta L_0 \sqrt{\frac{C}{L}} = \frac{K L_0}{L} = K l \frac{L_0}{L_1} \tag{15}$$

Das ist eine transzendente Gleichung, aus der wir Kl bestimmen sollen. Das kann nur auf graphischem Wege geschehen. Wir können

$$\left.\begin{aligned} y_1 &= \cot Kl \\ y_2 &= \frac{L_0}{L_1} Kl \end{aligned}\right\} \tag{16}$$

setzen und Kurven mit Kl als Abszissen und y_1, y_2 als Ordinaten zeichnen. Die Schnittpunkte der beiden Kurvensysteme geben dann die Werte von Kl an, die der Gleichung (15) und somit den Be-

dingungen der Aufgabe genügen. In Fig. 2 sind Kurven y_1 und y_2 für verschiedene Werte von $\frac{L_0}{L_1}$ gezeichnet. Die Schnittpunkte auf der ersten Kurve y_1 liefern die Werte von Kl, die der Schwingungszahl der Grundschwingung entsprechen, und die Schnittpunkte auf den weiteren Kurven ergeben die Werte von Kl für die verschiedenen Oberschwingungen.

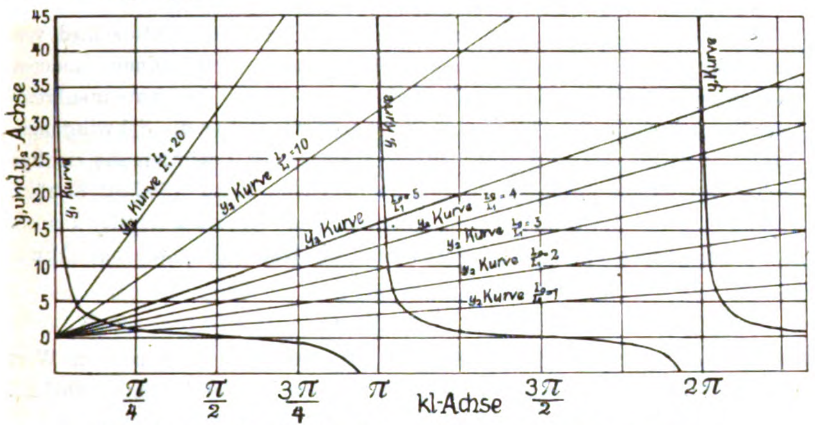


Fig. 2. Graphische Darstellung der Antennenkonstanten.

Berechnung der Schwingungszahl einer belasteten Antenne.

Die Berechnung der Schwingungszahl einer durch zusätzliche Induktanz belasteten Antenne läßt sich unter Verwendung der in Fig. 2 wiedergegebenen Kurven leicht ausführen. Das Verfahren läßt sich am besten an der Hand eines Zahlenbeispieles zeigen. Die Induktanz der Zusatzspule möge denselben Wert haben wie jene der Antenne; dann ist $\frac{L_0}{L_1} = 1$, und die diesem Werte entsprechende Kurve y_2 schneidet die erste Kurve y_1 im Punkte $Kl = 0{,}82$. Setzen wir diesen Wert für Kl in die Gleichung (11) ein, so erhalten wir für die Schwingungszahl der Grundschwingung:

$$f = \frac{0{,}82}{2\pi\sqrt{L_1 C_1}}$$

Nehmen wir die folgenden Werte für die Induktanz und die Kapazität der Antenne an:

$$L_1 = 0{,}05 \text{ mh.}$$
$$C_1 = 0{,}001 \text{ mf.}$$

so wird

$$f = \frac{0{,}82}{2\pi\sqrt{5 \cdot 10^{-5} \cdot 10^{-9}}} = 585700$$

Sieht man die Intuktanz und die Kapazität der Antenne als lokalisiert an, so wird die Schwingungszahl der Grundschwingung

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{(L_0 + L_1)\,C_1}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{10^{-4} \cdot 10^{-9}}} = 503200$$

Wir erhalten also zwischen den beiden Fällen einen Unterschied von ungefähr 16. v. H. Man kann die Frage auch unter einem anderen Gesichtswinkel betrachten. Wir wollen annehmen, im Antennenkreise werden elektrische Schwingungen erregt, und wir wollen die Schwingungszahl mit Hilfe eines Frequenzmessers messen. Wir würden die richtige Schwingungszahl erhalten, die im vorliegenden Falle 585700 beträgt. Wenn wir die Intuktanzen der Antenne und der Zusatzspule kennen, im vorliegenden Falle je 0,05 mh., und die Kapazität nach der Formel

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{L\,C}}$$

bestimmen, so erhalten wir für die Kapazität der Antenne den Wert $C = 0{,}00073$ Mf., während die tatsächliche Kapazität der Antenne 0,001 Mf. ist; der Fehler beträgt mithin 27 v. H. Der Umstand, daß wir es verabsäumen, dem verteilten Charakter der Induktanz und der Kapazität Rechnung zu tragen, führt im vorliegenden Falle zu einem beträchtlichen Fehler bei der Bestimmung der Antennenkapazität.

Betrachten wir nun in der Fig. 2 den Schnittpunkt der Kurve y_2 für $\frac{L_0}{L_1} = 1$ mit der zweiten Kurve y_1, so finden wir, daß $Kl = 3{,}44$ ist, und wenn wir diesen Wert in die Formel (11) einsetzen, so ergibt das einen Wert für die Schwingungszahl, der 4,2 mal so groß ist wie jener für die Schwingungszahl der Grundschwingung. Wenn wir die geradlinige Kurve y_2 verlängern und die Werte von Kl für die weiteren Schnittpunkte mit der Kurve y_1 verzeichnen, so können wir die Werte für die Schwingungszahlen der einzelnen Oberschwingungen bestimmen. Dabei ist zu beachten, daß sie nicht ganze Vielfache von jener der Grundschwingung sind.

Für den Wert $\frac{L_0}{L_1} = 3$ erhalten wir aus der Fig. 2 für den ersten Schnittpunkt, welcher der Grundschwingung entspricht, $Kl = 0{,}54$ und

$$f = \frac{0{,}54}{2\pi\sqrt{5 \cdot 10^{-5} \cdot 10^{-9}}} = 385700$$

Unter der Annahme lokalisierter Induktanz und lokalisierter Kapazität würden wir erhalten:

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{2\cdot 10^{-4}\cdot 10^{-9}}} = 356700$$

Der Unterschied zwischen diesen beiden Fällen beträgt sonach 8 v. H.

Wenn wir die Schwingungszahl mit einem Wellenmesser messen und die Kapazität nach der Formel

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{(L_0 + L_1)\,C_1}}$$

bestimmen, so erhalten wir für die Kapazität der Antenne den Wert $C = 0{,}00084$ Mf. Die tatsächliche Kapazität beträgt 0,001 Mf., und der Fehler würde sich im vorliegenden Falle auf 16 v. H. belaufen.

Es ist folgendes zu beobachten: Unter der Annahme, daß wir die Induktanz und die Kapazität der Antenne lokalisiert ansehen dürfen, würde die Kapazität bei den Schwingungszahlen 585700 und 385700 die Werte 0,00073 Mf. bzw. 0,00084 Mf. haben, und das würde auf eine Veränderlichkeit der Kapazität mit der Schwingungszahl hinweisen. Das ist aber nur scheinbar der Fall und beruht, wie bereits nachgewiesen, nur darauf, daß wir den verteilten Charakter der Kapazität nicht berücksichtigt haben.

Wenn wir größere Werte für L_0/L_1 anwenden, so nähert sich die durch Messung der Schwingungszahl und Benutzung der Formel

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{(L_0 + L_1)\,C_1}}$$

erhaltene scheinbare Kapazität mehr der tatsächlichen. Wir können mithin schließen, daß bei der Messung der Konstanten der Antenne die Annahme einer lokalisierten Induktanz und lokalisierten Kapazität nur dann zulässig ist, wenn die Induktanz der Zusatzspule verhältnismäßig groß ist und etwa das Zwanzigfache der Induktanz der Antenne oder darüber beträgt. Wenn man hohe Schwingungszahlen anwendet, muß man bei den Messungen mit kleiner Induktanz der Zusatzspule die Formel (11) und die hier mitgeteilten Kurven benutzen.

Zur Kontrolle der mit Hilfe der Kurven gewonnenen Ergebnisse wollen wir den Grenzfall $L_0/L_1 = 0$ betrachten, d. h. den Fall, daß wir keine Zusatzspule und nur eine einfache Antenne haben. In diesem Falle fällt die Kurve y_2 mit der Abszissenachse zusammen, und ihr Schnittpunkt mit der ersten Kurve y_1 liegt bei $Kl = \pi/2$. Dann ist

$$f = \frac{\pi/2}{2\pi\sqrt{L_1 C_1}} = \frac{1}{4\sqrt{L_1 C_1}}$$

und

$$\lambda = 4\sqrt{L_1 C_1},$$

das ist die Formel (5), wie es zu erwarten ist, da ja in diesem Falle die Antenne einfach eine an einem Ende geerdete und am anderen Ende offene Leitung ist.

(Nach Electrical World **65**, 286—288, 1915 aus dem Englischen übersetzt von **Max Iklé**.)

(Eingesandt 15. April 1915.)

Adresse des Autors: 1855 Calvert Str. Washington D. C.

Referate.

Über die Kapazität von Antennen.

Von **G. W. O. Howe**[1]).

Wenn ein einzelner gerader Draht horizontal oder vertikal in großer Entfernung von der Erde ausgespannt und auf ein Potential gebracht wird, das über oder unter dem der Erde ist, so wird seine elektrische Ladung nicht gleichmäßig über seine Oberfläche verteilt sein, sondern eine größere Dichte nach den Enden haben. Die Berechnung seiner Kapazität wird jedoch sehr durch die Annahme einer gleichmäßigen Verteilung vereinfacht, und obwohl eine solche unmöglich ist in einem zusammenhängenden Draht, würde sie sehr wohl möglich sein, wenn der Draht aus einer großen Zahl von kurzen Stücken, etwa von 1 cm Länge, bestehen würde, die, isoliert voneinander, mit ihren Enden zusammenstoßen. Jedes Stück könnte dann die gleiche Ladung bekommen, aber das Potential würde von Punkt zu Punkt längs des Drahtes variieren in einer leicht zu berechnenden Art und Weise.

Es sei: r der Radius des Drahtes in cm
l die Länge „ „ „ „
σ die Oberflächendichte der Ladung in elektrostatischen Einheiten per cm^2.

1) Mitteilung an die British Association zu Sydney, N. S. W. vom 25. August 1914. Der Verfasser hat ferner noch kürzlich in The Electrician No. 1, 948 eine Arbeit veröffentlicht, in der er die Kapazität von Schirmantennen gemäß der allgemeinen Methode des vorliegenden Artikels berechnet. Die berechneten Resultate stimmen mit den Meßresultaten innerhalb der praktischen Fehlergrenzen gut überein. Der Ref.

Dann ist das Potential an irgendeinem Punkte P auf der Achse des Drahtes infolge der Ladung auf einer kleinen Länge dx in einer Entfernung x gleich $\frac{2\pi r \cdot dx \cdot \sigma}{\sqrt{r^2 + x^2}}$

Das Potential im Mittelpunkt des Drahtes ist

$$2\pi r \sigma \int_{-\frac{l}{2}}^{+\frac{l}{2}} \frac{dx}{\sqrt{r^2 + x^2}} \text{ oder } 4\pi r \sigma \int_{0}^{+\frac{l}{2}} \frac{dx}{\sqrt{r^2 + x^2}}$$

Dies ist gleich $4\pi r \sigma \log_e \left(\frac{l}{2r} + \sqrt{\frac{l^2}{4r^2} + 1}\right)$ oder $4\pi r \sigma \sin^{-1} \frac{l}{2r}$

In allen praktischen Fällen ist $\frac{l^2}{4r^2}$ erheblich größer als 1, und man begeht nur einen kleinen Fehler, indem man $\sqrt{\frac{l^2}{4r^2} + 1} = \frac{l}{2r}$ setzt, so daß das Potential bei P gleich $4\pi r \sigma \log_e \frac{l}{r}$ oder $\frac{2Q}{l} \log_e \frac{l}{r}$ wird, wo $Q = 2\pi r l \sigma$ die totale Ladung auf dem Drahte ist.

In derselben Weise kann das Potential auf irgendeinem Punkte des Drahtes gefunden werden; so ist das Potential im Punkte P, in der Entfernung αl von dem einen Drahtende, gleich der Summe der Potentiale infolge der Stücke AP und BP gesondert betrachtet.

Fig. 1.

$$V_P = 2\pi r \sigma \int_0^{\alpha l} \frac{dx}{\sqrt{r^2 + x^2}} + 2\pi r \sigma \int_0^{(1-\alpha) l} \frac{dx}{\sqrt{r^2 + x^2}}$$

$$= 2\pi r \sigma \left[\log_e \frac{2\alpha l}{r} + \log_e \frac{2l(1-\alpha)}{r}\right]$$

$$= 2\pi r \sigma \log_e \left[\frac{4l^2}{r^2} \alpha(1-\alpha)\right]$$

$$= 2\pi r \sigma \log_e \left[\frac{2l}{r} \sqrt{\alpha(1-\alpha)}\right]^2$$

$$= 4\pi r \sigma \log_e \left[\frac{2l}{r} \sqrt{\alpha(1-\alpha)}\right]$$

$$= 4\pi r \sigma \left[\log_e \frac{l}{r} + \log_e 2\sqrt{\alpha(1-\alpha)}\right]$$

Diese Formel ist nicht genau für die äußersten Enden wegen der genannten Annäherung, aber selbst für eine Entfernung vom Ende gleich dem doppelten Durchmesser übersteigt der Fehler nicht 1 %, während wir am äußersten Ende haben:

$$V = 2\pi r \sigma \log_e \frac{2l}{r}$$

Für größere Genauigkeit in der Nähe der Enden dient die Formel[1])

$$V = 2\pi r \sigma \left[\sin^{-1}\frac{\alpha l}{r} + \sin^{-1}\frac{(1-\alpha) l}{r}\right]$$

und die in der Tabelle mit einem Sternchen bezeichneten Werte sind hiernach berechnet.

Der Wert von $\log_e 2\sqrt{\alpha(1-\alpha)}$ ist immer negativ, so daß das Potential ein Maximum im Mittelpunkt des Drahtes ist.

Die folgende Tabelle gibt den Wert von

$$2\left[\log_e \frac{l}{r} + \log_e 2\sqrt{\alpha(1-\alpha)}\right]$$

für verschiedene Werte von α; durch Multiplikation mit $2\pi r\sigma$, d. h. mit der Ladung per Längeneinheit, wird das Potential an irgendeinem Punkte erhalten:

Tabelle 1.

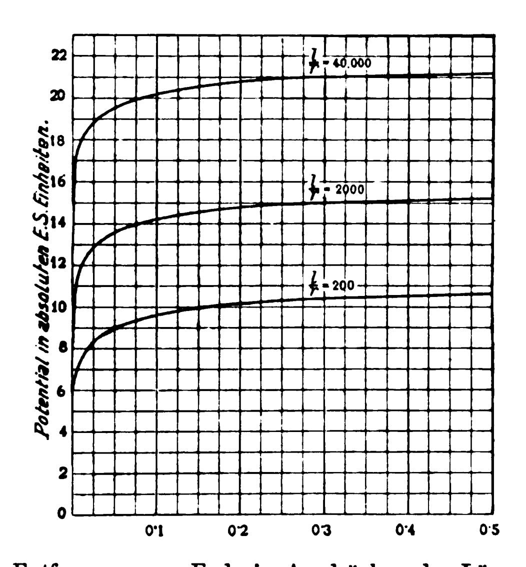
α	$\log_e 2\sqrt{\alpha(1-\alpha)}$	Werte von $2\left[\log\frac{l}{r} + \log 2\sqrt{\alpha(1-\alpha)}\right]$					
		$\frac{l}{r}=200$	$\frac{l}{r}=600$	$\frac{l}{r}=2000$	$\frac{l}{r}=6000$	$\frac{l}{r}=20000$	$\frac{l}{r}=40000$
0		5,99*	7,07*	8,28*	9,37*	10,59*	11,28*
0,001	− 2,76	6,19*	7,64*	9,72*	11,84	14,28	15,66
0,01	− 1,613	7,43*	9,54	11,96	14,14	16,58	17,96
0,05	− 0,833	8,94	11,10	13,52	15,70	18,14	19,52
0,1	− 0,51	9,58	11,74	14,16	16,34	18,78	20,16
0,2	− 0,223	10,16	12,32	14,74	16,92	19,36	20,74
0,25	− 0,1425	10,32	12,48	14,90	17,08	19,52	20,90
0,3	− 0,0873	10,42	12,58	15,00	17,18	19,62	21,00
0,5	0	10,60	12,76	15,18	17,36	19,80	21,18

Diese Werte sind in Fig. 2 graphisch dargestellt, die also die Verteilung des Potentials unter der Annahme einer gleichmäßig verteilten Ladung zeigt.

1) $\sin^{-1}$ entspricht der deutschen Schreibweise arc sin.



Wenn wir nun annehmen, daß alle die isolierten Stücke, aus denen sich der Draht zusammensetzt, in einen zusammenhängenden Leiter übergehen, so wird die Elektrizität von dem mittleren Teil bis zu den Enden fließen, bis alle Punkte das gleiche Potential haben. Der Näherungswert dieses Endpotentials ist gleich dem Durchschnittspotential der verschiedenen Teile, d. h. den mittleren Ordinaten der Kurven in Fig. 2.



Entfernung vom Ende in Ausdrücken der Länge.
Fig. 2. Einzeldraht mit gleichförmiger Ladung von 1 Einheit per cm.

Mathematisch drückt sich dieses Durchschnittspotential wie folgt aus:

$$\log 2 \sqrt{\alpha(1-\alpha)} = \log 2 + \tfrac{1}{2} \log \alpha + \tfrac{1}{2} \log (1-\alpha)$$

Durchschnittswert von $\log 2 \sqrt{\alpha(1-\alpha)} = \int_0^1 \log 2 \sqrt{\alpha(1-\alpha)}\, d\alpha$

$$= \int_0^1 \log 2 \cdot d\alpha + \int_0^1 \frac{\log \alpha}{2} d\alpha + \int_0^1 \frac{\log(1-\alpha)}{2} d\alpha$$

$$= \log_e 2 + \tfrac{1}{2}(-1) + \tfrac{1}{2}(=1)$$

$$= -0{,}309$$

Also ist der Mittelwert des Potentials längs des Drahtes mit einer gleichmäßig verteilten Ladung:

$$4\pi r \sigma \left[\log_e \frac{l}{r} - 0{,}309\right]$$

Die folgende Tabelle zeigt den Fehler, den man durch Vernachlässigung dieser Korrektion macht, und indem man einfach $V = 4\pi r \sigma \log_e \frac{l}{r}$ setzt, wie es gewöhnlich geschieht:

Tabelle 2.

$\frac{l}{r}$	$\log_e \frac{l}{r}$	$\log_e \frac{l}{r} - 0{,}309$	Prozentuale Differenz
200	5,30	4,99	6,18
600	6,38	6,07	5,1
2000	7,59	7,28	4,25
6000	8,68	8,37	3,7
20000	9,90	9,59	3,2
40000	10,59	10,28	3,0

Die Zahlen in der letzten Kolonne geben die prozentuale Differenz, um die die in gewöhnlicher Weise berechnete Kapazität zu vergrößern ist.

Obwohl dieses Resultat aus der Formel erhalten wurde, die ungenau ist in der unmittelbaren Nachbarschaft der Enden, so ist doch der begangene Fehler sehr klein. Der genaue Ausdruck für das Durchschnittspotential infolge gleichmäßig verteilter Ladung kann wie folgt gefunden werden:

$$V_P = 2\pi r \sigma \int_0^{\alpha l} \frac{dx}{\sqrt{r^2 + x^2}} + 2\pi r \sigma \int_0^{(1-\alpha) l} \frac{dx}{\sqrt{r^2 + x^2}}$$

$$= 2\pi r \sigma \left[\sin^{-1} \frac{\alpha l}{r} + \sin^{-1} \frac{(1-\alpha) l}{r}\right]$$

$$V_{av.} = 2\pi r \sigma \left[\int_0^1 \sin^{-1} \frac{\alpha l}{r}\, d\alpha + \int_0^1 \sin^{-1} \frac{(1-\alpha) l}{r}\, d\alpha\right]$$

$$= 4\pi r \sigma \int_0^1 \sin^{-1} \frac{\alpha l}{r}\, d\alpha$$

Durch Integration:

$$V_{av.} = 4\pi r\sigma\left\{\left[\alpha \sin^{-1}\frac{\alpha l}{r}\right]_0^1 - \int_0^1 \alpha\, d\sin^{-1}\frac{\alpha l}{r}\right\}$$

$$= 4\pi r\sigma\left\{\sin^{-1}\frac{l}{r} - \int_0^1 \alpha\frac{l}{r}\cdot\frac{d\alpha}{\sqrt{1+\frac{\alpha^2 l^2}{r^2}}}\right\}$$

$$= 4\pi r\sigma\left\{\sin^{-1}\frac{l}{r} - \int_0^1 \frac{\alpha\, d\alpha}{\sqrt{\alpha^2+\frac{r^2}{l^2}}}\right\}$$

$$= 4\pi r\sigma\left\{\sin^{-1}\frac{l}{r} - \left[\sqrt{\alpha^2+\frac{r^2}{l^2}}\right]_0^1\right\}$$

$$= 4\pi r\sigma.\left\{\sin^{-1}\frac{l}{r} - \sqrt{1+\frac{r^2}{l^2}}+\frac{r}{l}\right\}$$

Der Unterschied gegen die vorstehend benutzte Näherungsformel ist für alle praktischen Fälle vernachlässigbar klein.

Also ist die Kapazität eines einzelnen Drahtes in großer Entfernung vom Erdboden gegeben durch die Formel:

$$C = \frac{Q}{V_{av.}} = \frac{2\pi r l\sigma}{4\pi r\sigma\left(\log_e\frac{l}{r} - 0{,}309\right)}$$

$$= \frac{l}{2\log_e\frac{l}{r} - 0{,}618} \text{ elektrostat. Einheiten}$$

Die Kapazität pro cm Länge

$$= \frac{1}{2\log_e\frac{l}{r} - 0{,}618} \text{ elektrostat. Einheiten}$$

$$= \frac{1}{\left(2\log_e\frac{l}{r} - 0{,}618\right)}\cdot\frac{1}{9\cdot 10^5} \text{ MF.}$$

Kapazität per engl. Fuß

$$= \frac{33{,}9}{2\log_e\frac{l}{r} - 0{,}618} \text{ MF.}$$

Die Kapazität per engl. Fuß für irgendeinen Wert von $\frac{l}{r}$ kann aus der Kurve in Fig. 3 abgelesen werden.

Es ist bemerkenswert, daß die Kapazität per Fuß zwischen 1,5 und 2,1 Mikrofarad liegt für alle praktisch wahrscheinlichen Fälle.

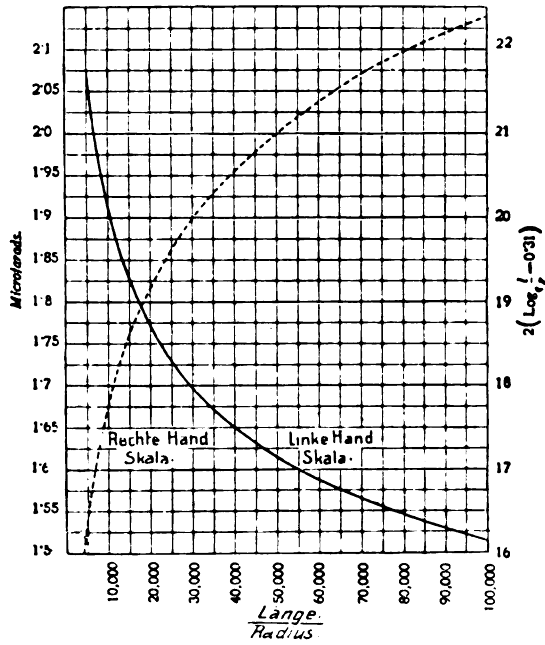


Fig. 3. Kapazität eines einzelnen Drahtes in Millionstel Mikrofarad per engl. Fuß.

Die gestrichelte Kurve in Fig. 3 gibt den Mittelwert des Potentials für eine gleichmäßig verteilte Ladung von 1 Einheit per cm Länge, d. h. für $2\pi r\sigma = 1$.

Die Wirkung der Erde wird später betrachtet; inzwischen wenden wir uns jetzt zu den Vielfachantennen.

Flache Vielfachantennen (Schiffsantennen).

Die gebräuchlichste Antennentype besteht aus einer Anzahl paralleler Drähte in derselben Ebene, gewöhnlich in einer horizontalen. Die genaue Vorherbestimmung der Kapazität einer solchen Antenne ist wichtig bei einem Stationsprojekt. Mitteilungen hierüber sind vor einiger Zeit erschienen von Louis Cohen (The Electrician, 14 und 21. Februar 1913

und Jahrb. **7**, H. **4**, S. 439) und Pedersen (Jahrb. **7**, H. 4, S. 434). Die Methoden dieser Autoren sind von der meinigen verschieden.

Wenn die Antenne aus einer Anzahl paralleler Drähte besteht, die leitend verbunden sind, und somit das gleiche Potential haben, so wird die Verteilung der Ladung nicht gleichmäßig sein, weder auf jedem Draht noch zwischen den verschiedenen Drähten; aber auch hier wird das Problem sehr vereinfacht durch die Annahme, daß die totale Ladung zwischen den Drähten gleichmäßig verteilt und die Ladung auf jedem Draht gleichmäßig über seine Oberfläche verteilt sei. Das Potential an irgendeinem Punkte eines Drahtes ist die Summe der Potentiale infolge eigner Ladung und der Ladungen der anderen Drähte. Dieses Potential wird von Punkt zu Punkt und von Draht zu Draht variieren und würde nur möglich sein, wenn jeder Draht aus einer Anzahl isolierter Elemente bestehen und die benachbarten Drähte voneinander isoliert sein würden. Wir wollen diese Annahme machen und das Durchschnittspotential über die ganze Antenne berechnen. Dasselbe ist in großer Annäherung gleich dem wirklichen Potential, welches die Antenne in jedem Punkte haben würde, wenn sie die gleiche totale Ladung hätte.

Ehe wir dies jedoch ausführen, wollen wir eine Näherungsmethode betrachten, welche zu einem einfachen Resultat führt und die für viele Zwecke genau genug ist. In dieser Methode finden wir die Potentiale an den Mittelpunkten aller Drähte und nehmen ihren Mittelwert. Dies führt zu einem Wert, der größer ist als das wahre Durchschnittspotential, genommen über die ganze Länge der Drähte, und die so berechnete Kapazität wird also kleiner sein als die wirkliche Kapazität, und zwar prozentual in Abhängigkeit von den Dimensionen der Antenne.

Wenn V_P das Potential sei an einem Punkte P infolge eines gleichmäßig geladenen Drahtes in seiner Nachbarschaft, so

$$V_P = 2\pi r \sigma \left[\int_0^{\beta l} \frac{dx}{\sqrt{d^2 + x^2}} + \int_0^{(1-\beta) l} \frac{dx}{\sqrt{d^2 + x^2}} \right]$$

$$= 2\pi r \sigma \left\{ \left[\sin^{-1} \frac{x}{d} \right]_0^{\beta l} + \left[\sin^{-1} \frac{x}{d} \right]_0^{(1-\beta) l} \right\}$$

$$= 2\pi r \sigma \left\{ \sin^{-1} \frac{\beta l}{d} + \sin^{-1} \frac{(1-\beta) l}{d} \right\} \text{ genau}$$

$$= 2\pi r \sigma \left\{ \log_e \frac{2\beta l}{d} + \log_e \frac{2(1-\beta) l}{d} \right\} \text{ angenähert}$$

Wenn $\beta = {}^1/_2$, d. h. wenn der Punkt P dem Mittelpunkt des geladenen Drahtes gegenüber liegt, so

$$V_P = 2\pi r\sigma\left\{\log_e\frac{l}{d} + \log_e\frac{l}{d}\right\} = 4\pi r\sigma\log_e\frac{l}{d}$$

Fig. 4. Fig. 5.

Bei n Drähten ist das Potential in der Mitte eines äußeren Drahtes gleich $4\pi r\sigma\log_e\frac{l}{r}$ infolge eigner Ladung, $4\pi r\sigma\log_e\frac{l}{d}$ infolge des benachbarten Drahtes, $4\pi r\sigma\log_e\frac{l}{2d}$ infolge des zweitnächsten usw.; als Gesamtpotential ergibt sich also:

$$V = 4\pi r\sigma\left\{\log_e\frac{l}{r} + \log_e\frac{l}{d} + \log_e\frac{l}{2d} + \ldots + \log_e\frac{l}{(n-1)d}\right\}$$

$$= 4\pi r\sigma\log_e\frac{l^n}{r\,d^{n-1}\underline{|n-1}}$$

$$= 4\pi r\sigma\log\left(\frac{l^n}{d^n}\cdot\frac{d}{r}\cdot\frac{1}{\underline{|n-1}}\right)$$

$$= 4\pi r\sigma\left(n\log_e\frac{l}{d} + \log_e\frac{d}{r} - \log_e\underline{|n-1}\right)$$

Ähnlich haben wir für das Potential im Mittelpunkt des mittleren Drahtes, wenn n ungerade ist:

$$4\pi r\sigma\left(n\log_e\frac{l}{d} + \log_e\frac{d}{r} - 2\log_e\underline{\Big|\frac{n-1}{2}}\right)$$

Für das Potential im Mittelpunkt irgend eines anderen Drahtes, etwa des m^{ten} der Gruppe, haben wir

$$4\pi r\sigma\left\{\log_e\frac{l}{r} + \left(\log_e\frac{l}{d} + \log\frac{l}{2d} + \ldots + \log_e\frac{l}{(m-1)d}\right)\right.$$
$$\left. + \left(\log_e\frac{l}{d} + \log_e\frac{l}{2d} + \ldots + \log_e\frac{l}{(n-m)d}\right)\right\}$$
$$= 4\pi r\sigma\left(n\log_e\frac{l}{d} + \log\frac{d}{r} - \log_e\underline{|n-m}\,\underline{|m-1}\right)$$

Man bemerkt, daß die Ausdrücke für die Potentiale in den Mittelpunkten der verschiedenen Drähte nur in dem letzten Ausdruck in den Klammern differieren, und daß dieser Ausdruck unabhängig ist von der Länge und Größe der Drähte; er kann also ein für allemal für Antennen berechnet werden, die aus verschiedenen Anzahlen von Drähten bestehen. Für irgendeinen gegebenen Wert von n kann der Durchschnittswert von $\log_e \underline{|n-m}\;\underline{|m-1}$ für alle Werte von m, von 1 bis n gefunden werden. Wir wollen diesen Durchschnittswert B nennen; dann ist der Durchschnittswert des Potentials in den Mittelpunkten der verschiedenen Drähte:

$$4\pi r \sigma \left(n \log_e \frac{l}{d} + \log_e \frac{d}{r} - B\right)$$

und die Kapazität der Antenne ist gegeben durch die Formel:

$$C = \frac{Q}{V} = \frac{2\pi r l \sigma \cdot n}{4\pi r \sigma \left(n \log \frac{l}{d} + \log \frac{d}{r} - B\right)}$$

$$= \frac{n\,l}{2\left(n \log \frac{l}{d} + \log \frac{d}{r} - B\right)} \text{ elektrostat. Einheiten.}$$

Tabelle 3. Tabelle der Werte von $\log_e (\underline{|n-m}\;\underline{|m-1})$ und von B.

$n =$	3	5	7	10	12
$m = 1$	0,69	3,17	6,55	12,8	17,5
2	0,0	1,79	4,775	10,6	15,1
3	—	1,38	3,861	9,275	13,49
4	—	—	3,58	8,35	12,39
5	—	—	—	7,95	11,67
6	—	—	—	—	11,325
$B =$	0,46	2,26	4,85	9,8	13,58

Durch Aufzeichnung dieser Werte von B und Interpolation erhält man die folgenden Zahlen:

Tabelle 4.

Anzahl von Drähten der Antenne	Wert von B	Anzahl von Drähten der Antenne	Wert von B
2	0	8	6,40
3	0,46	9	8,06
4	1,24	10	9,80
5	2,26	11	11,65
6	3,48	12	13,58
7	4,85		

Mit Hilfe der vorstehenden Formel und der Tabelle kann die Kapazität einer Vielfachantenne ebenso leicht wie diejenige eines einzelnen Drahtes berechnet werden.

Wie schon hervorgehoben, wird die so berechnete Kapazität kleiner sein als die wirkliche Kapazität, weil das bei der Rechnung benutzte Potential dasjenige am Mittelpunkt der Antenne ist. Größere Genauigkeit erhält man durch Berechnung des Durchschnittpotentials über die ganze Antenne, immer unter der Annahme einer gleichmäßig verteilten Ladung. Hierzu muß man in erster Linie das Durchschnittspotential über einen Draht bestimmen infolge einer gleichmäßig verteilten Ladung auf einen benachbarten parallelen Draht.

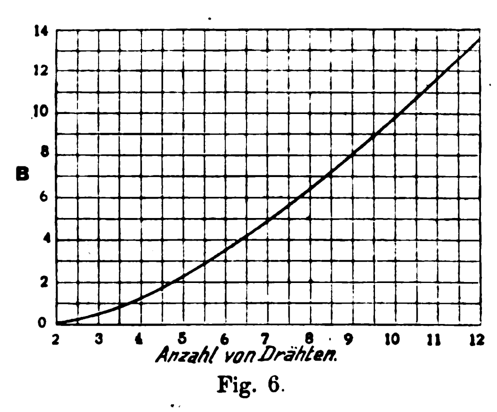


Fig. 6.

A B C D P l βl (1-β)l d

Fig. 7.

Wir haben stets gesehen, daß das Potential bei P infolge der Ladung aut AB (Fig. 7) ist:

$$V_P = 2\pi r \sigma \left\{ \sin^{-1}\frac{\beta l}{d} + \sin^{-1}\frac{(1-\beta)l}{d} \right\}$$

Wenn V das Durchschnittspotential des Drahtes CD ist, haben wir

$$V = 2\pi r \sigma \left[\int_0^1 \sin^{-1}\frac{\beta l}{d}\, d\beta + \int_0^1 \sin^{-1}\frac{(1-\beta)l}{d}\, d\beta \right]$$

$$= 4\pi r \sigma \left[\sin^{-1}\frac{l}{d} - \sqrt{1+\frac{d^2}{l^2}} + \frac{d}{l} \right]$$

$$= 4\pi r \sigma \left(\sin^{-1}\frac{l}{d} - 1 \right) \text{ angenähert, wenn } \frac{d}{l} \text{ klein ist,}$$

$$= 4\pi r \sigma \left\{ \log\left(\frac{l}{d} + \sqrt{\frac{l^2}{d^2}+1} \right) - 1 \right\}$$

$$= 4\pi r \sigma \left(\log_e \frac{2l}{d} - 1 \right) \text{ angenähert}$$

$$= 4\pi r \sigma \left(\log_e \frac{l}{d} - 0{,}309 \right)$$

Wenn die Antenne aus n parallelen Drähten besteht, ist das Durchschnittspotential des m^{ten} Drahtes gegeben durch die Formel:

$$
\begin{aligned}
V_m = 4\pi r \sigma \Big\{ & \log_e \frac{l}{r} - 0{,}309 \\
& + \left(\log_e \frac{l}{d} + \log \frac{l}{2d} + \ldots + \log \frac{l}{(m-1)d} - 0{,}309\,(m-1)\right) \\
& + \left(\log_e \frac{l}{d} + \log \frac{l}{2d} + \ldots + \log \frac{l}{(n-m)d} - 0{,}309\,(n-m)\right)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
V_m &= 4\pi r\sigma \left[\log_e \frac{l}{r} + \log \left(\frac{l^{n-1}}{d^{n-1}} \cdot \frac{1}{\underline{|m-1}\;\underline{|n-m}}\right) - 0{,}309\,n\right] \Big\} \\
&= 4\pi r\sigma \left[n \log \frac{l}{d} + \log \frac{d}{r} - \log \underline{|m-1}\;\underline{|n-m} - 0{,}309\,n\right] \\
&= 4\pi r\sigma \left[n \left(\log \frac{l}{d} - 0{,}309\right) + \log \frac{d}{r} - \log \underline{|n-m}\;\underline{|m-1}\right]
\end{aligned}
$$

Diese Formel für das Durchschnittspotential unterscheidet sich gegen die für das Potential in der Mitte des Drahtes nur durch den Ausdruck $-\,0{,}309$; hieraus ergibt sich hinsichtlich des Grades der hier angewandten Annäherung, daß der Unterschied zwischen dem Durchschnitts- und dem maximalen Potential der gleiche ist für jeden Draht der Antenne.

Die vorstehend gegebene Formel für die Kapazität einer Vielfachantenne ist also wie folgt abzuändern:

$$
C = \frac{n\,l}{2\left\{n\left(\log_e \frac{l}{d} - 0{,}309 + \log \frac{d}{r} - B\right\}\right.} \text{ elektrostat. Einheiten}
$$

Dies gibt für die Kapazität per Fuß linear

$$
\begin{aligned}
C &= \frac{n}{2\left\{n\left(\log_e \frac{l}{d} - 0{,}31\right) + \log_e \frac{d}{r} + B\right\}} \cdot \frac{30{,}5}{0{,}9} \text{ MF.} \\
&= \frac{16{,}94\,n}{n\left(\log_e \frac{l}{d} - 0{,}31\right) + \log_e \frac{d}{r} - B} \text{ MF. per Fuß.}
\end{aligned}
$$

Diese Formel wurde durch eine Annäherung erlangt, die ungenau ist, wenn die Länge der Antenne nicht ein großes Vielfaches ihrer Breite ist. Beispielsweise für $\frac{l}{d} = 20$ und bei 12 Drähten ist das

Verhältnis von Länge zur Breite nur 20/11, und es ist ersichtlich die Annahme sehr ungenau, daß 1 gegen $(20/11)^2$ oder $(11/20)^2$ gegen 1 vernachlässigt werden kann.

Ich habe die Kapazität einer Anzahl von Antennen berechnet unter Benutzung der strengen Formel

$$V = 4\pi r \sigma \left[\sin^{-1}\frac{l}{d} - \sqrt{1 + \frac{d^2}{l^2}} + \frac{d}{l}\right]$$

und gefunden, daß der Fehler kleiner ist als 1 %, wenn die Länge mehr als das achtfache der größten Breite ist, was im allgemeinen der Fall ist. Wenn die Länge nur das vierfache der Breite ist, beträgt der Fehler 3 %, der auf $7\frac{1}{2}$ % steigt, wenn die Länge nur das doppelte der Breite beträgt; die wirkliche Kapazität ist dann kleiner als die berechnete.

Diese Korrektion wurde angewandt bei der Berechnung der Kapazitäten in den folgenden Tabellen und Kurven, die bis auf 1 % genau sind.

Tabellen von Kapazitäten per Fuß in Mikrofarads.

Tabelle 5. (Siehe Fig. 8.)

Zwei parallele Drähte. $n = 2$.

Werte von d/r	Werte von l/d				
	20	50	100	150	300
100	3,4	2,87	2,55	2,42	2,205
250	3,11	2,66	2,40	2,275	2,08
500	2,93	2,525	2,29	2,17	1,995
1000	2,76	2,40	2,19	2,08	1,92

Fig. 8. Zwei Drähte. Kapazität per Fuß in Millionstel MF.

Tabelle 6. (Siehe Fig. 9.)

Drei parallele Drähte. $n = 3$.

Werte von d/r	Werte von l/d				
	20	50	100	150	300
100	4,15	3,40	2,98	2,79	2,50
250	3,87	3,20	2,83	2,655	2,39
500	3,68	3,07	2,725	2,56	2,32
1000	3,50	2,945	2,63	2,48	2.25

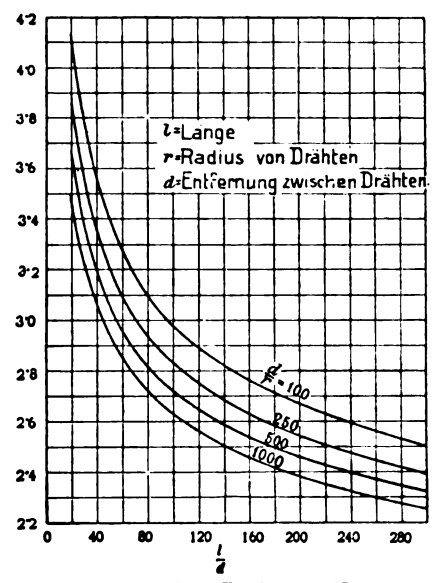


Fig. 9. Flachantenne mit drei Drähten Kapazität per Fuß in Millionstel MF.

Tabelle 7. (Siehe Fig. 10.)

Vier parallele Drähte. $n = 4$.

Werte von d/r	Werte von l/d				
	20	50	100	150	300
100	4,75	3,81	3,3	3,06	2,72
250	4,45	3,62	3,155	2,94	2,62
500	4,25	3,49	3,06	2,855	2,56
1000	4,1	3,375	2,96	2,77	2,49

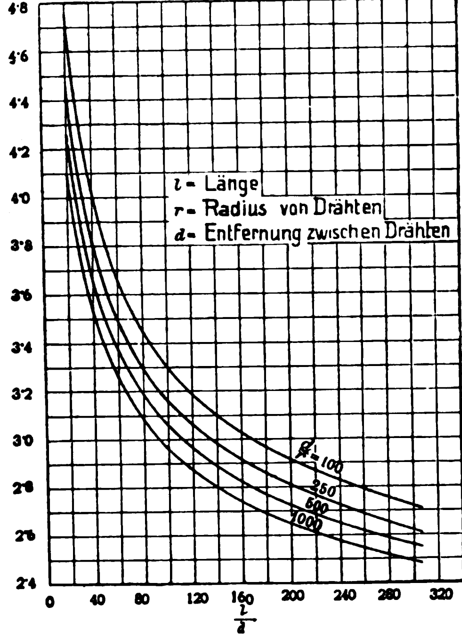


Fig. 10. **Flachantenne mit vier Drähten. Kapazität per Fuß in Millionstel MF.**

Tabelle 8. (Siehe Fig. 11.)

Fünf parallele Drähte. $n = 5$.

Werte von d/r	Werte von l/d				
	20	50	100	150	300
100	**5,26**	**4,15**	**3,56**	**3,28**	**2,895**
250	**4,96**	**3,98**	**3,425**	**3,17**	**2,80**
500	**4,76**	**3,845**	**3,325**	**3,085**	**2,74**
1000	**4,60**	**3,73**	**3,24**	**3,01**	**2,68**

Tabelle 9. (Siehe Fig. 12.)

Sieben parallele Drähte. $n = 7$.

Werte von d/r	Werte von l/d				
	20	50	100	150	300
100	6,15	4,69	3,98	**3,635**	**3,17**
250	5,87	4,52	3,86	**3,53**	**3,09**
500	5,65	4,40	3,77	**3,46**	**3,04**
1000	5,48	4,31	3,69	**3,40**	**2,93**

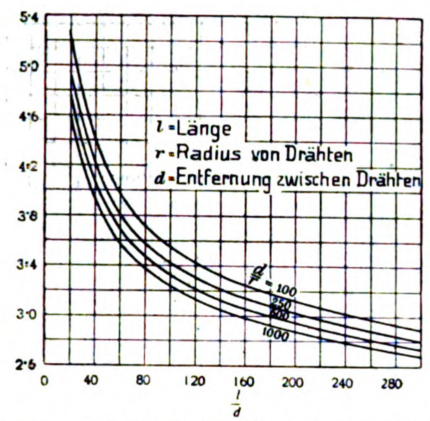


Fig. 11. **Flachantenne mit fünf Drähten. Kapazität per Fuß in Millionstel MF.**

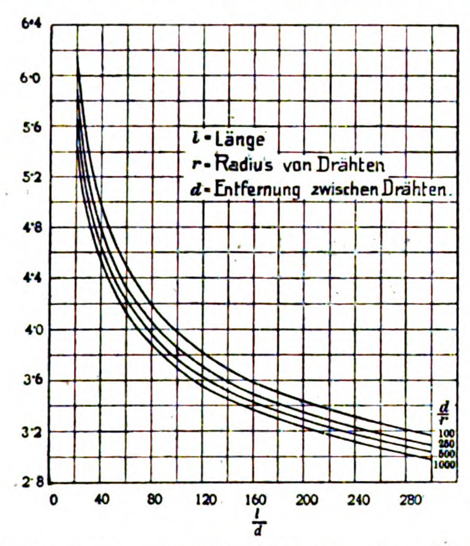


Fig. 12. **Flachantenne mit sieben Drähten. Kapazität per Fuß in Millionstel MF.**

Tabelle 10. (Siehe Fig. 13.) Zehn parallele Drähte. $n = 10$.

Werte von d/r	Werte von l/d				
	20	50	100	150	300
100	7,35	5,4	4,48	4,05	3,48
250	7,04	5,22	4,38	3,965	3,42
500	6,83	5,12	4,30	3,91	3,37
1000	6,62	5,02	4,225	3,845	3,33

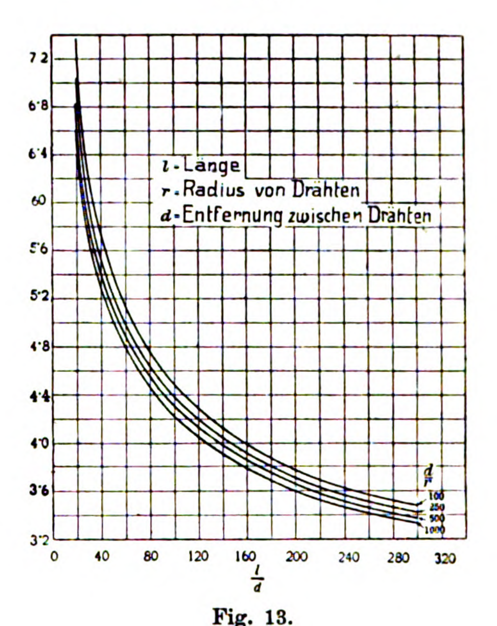


Fig. 13.
Flachantenne mit zehn Drähten. Kapazität per Fuß in Millionstel MF.

Tabelle 11. (Siehe Fig. 14.)

Zwölf parallele Drähte. $n = 12$.

Werte von d/r	Werte von l/d				
	20	50	100	150	300
100	8,0	5,77	4,71	4,29	3,65
250	7,72	5,61	4,61	4,20	3,59
500	7,5	5,50	4,55	4,15	3,55
1000	7,31	5,40	4,47	4,09	3,50

Um die Wirkung verschiedener Anzahl von Drähten in solchen Antennen zu zeigen, wurde ein typisches Beispiel einer Antenne von 200 Fuß Länge gewählt. Der Radius der Drähte wurde mit 0,05 Zoll (engl.) angenommen und die Kapazität wurde ermittelt aus den Kurven für verschiedene Anzahl von Drähten von 1—12. Die Resultate zeigt Fig. 15.

In dem ersten Falle (Kurve A) wurde die Annahme gemacht, daß die einzelnen Drähte 2 Fuß voneinander entfernt seien; jeder weitere Draht vergrößerte die Breite der Antenne also um 2 Fuß.

In dem zweiten Falle (Kurve *B*) wurde die Gesamtbreite der Antenne als konstant angenommen = 10 Fuß, und die Anzahl der Drähte wurde vergrößert gedacht, indem sie in kleineren Abstand voneinander gebracht werden.

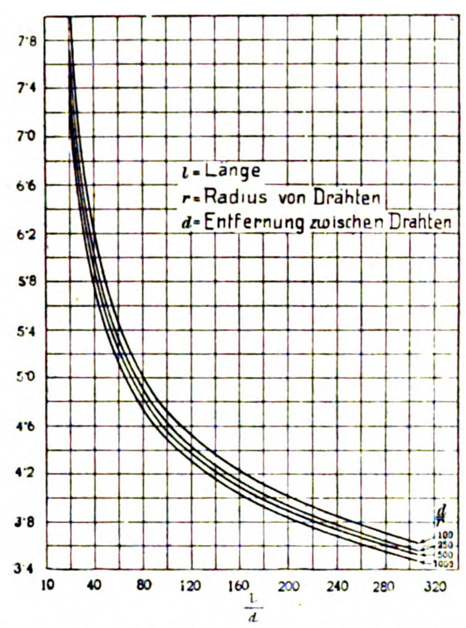


Fig. 14. Flachantenne mit zwölf Drähten. Kapazität per Fuß in Millionstel MF.

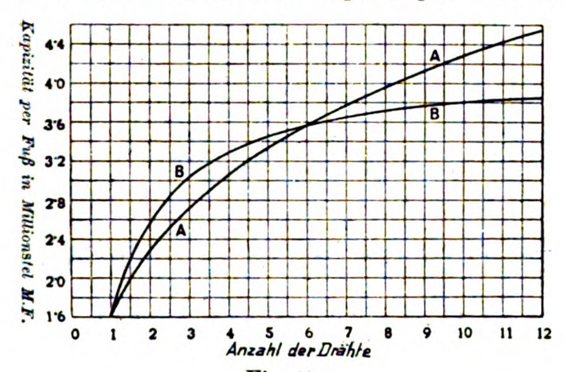


Fig. 15.

Kurve *A* = Entfernung zwischen benachbarten Drähten = 2 Fuß
Kurve *B* = Breite der Antenne = 10 Fuß.
Länge = 200 Fuß. Radius der Drähte = $^1/_{20}$ Zoll.

Die Resultate sind überraschend. Im ersten Falle wird durch Vermehrung der Drähte von 2 auf 12 und Vergrößerung der Breite von 2 auf 22 Fuß die Kapazität genau verdoppelt, während im zweiten Falle die gleiche Vermehrung der Drähte nur eine 50 $^0/_0$ größere Kapazität ergibt.

Es ist relativ einfach, zu berechnen, wie die Gesamtladung zwischen den Drähten einer dreidrahtigen Antenne verteilt sein muß (bei Annahme einer gleichmäßigen Verteilung der Ladung für jeden Draht), damit sie dasselbe Potential an den Mittelpunkten haben, die also miteinander leitend verbunden werden könnten.

Es sei

σ_1 = Oberflächendichte der Ladung an den äußeren Drähten,
σ_2 = Oberflächendichte der Ladung am mittleren Draht,
V_1 = Potential am Mittelpunkt der äußeren Drähte,
V_2 = Potential am Mittelpunkt des mittleren Drahtes.

Nun ist

$$V_1 = 4\pi r \sigma_1 \log_e \frac{l}{r} + 4\pi r \sigma_2 \log_e \frac{l}{d} + 4\pi r \sigma_1 \log_e \frac{l}{2d}$$

und

$$V_2 = 4\pi r \sigma_2 \log_e \frac{l}{r} + 4\pi r \sigma_1\, 2 \log_e \frac{l}{d}$$

Wenn aber die Mittelpunkte der drei Drähte verbunden sind, so ist $V_1 = V_2$ oder

$$\sigma_2 \left(\log_e \frac{l}{r} - \log_e \frac{l}{d}\right) = \sigma_1 \left(\log_e \frac{l}{r} - \log_e \frac{l}{d} - \log_e 2\right)$$

und

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = \frac{\log_e \frac{d}{r}}{\log_e \frac{d}{r} \log_e 2}$$

Beispiel: $r = 0{,}119$ cm, $d = 76{,}25$ cm, $\frac{d}{r} = 640$, $\log_e \frac{d}{r} = 6{,}46$,

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = \frac{6{,}46}{6{,}46 = 0{,}69} = \frac{6{,}46}{5{,}77} = 1{,}12$$

Die Dichte auf den äußeren Drähten ist also 12 $^0/_0$ größer als auf dem mittleren Draht. Die gleiche Methode kann ersichtlich für irgendeine Anzahl von Drähten angewandt werden.

Vierdrahtantenne der Käfigtype.

Diese Type erläutert Fig. 16.

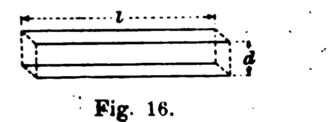


Fig. 16.

Bei gleichförmig verteilter Ladung σ wird das Potential irgendeines der Drähte infolge eigener Ladung ein Durchschnittswert haben von

$$4\pi r\sigma\left(\log_e \frac{l}{r} - 0{,}309\right)$$

Der Durchschnittswert seines Potentials infolge der beiden nächsten Drähte ist:

$$2\cdot 4\pi r\sigma\left(\sin^{-1}\frac{l}{d} - \sqrt{1+\frac{d^2}{l^2}} + \frac{d}{l}\right)$$

und das infolge des diagonal gegenüberliegenden Drahtes:

$$4\pi r\sigma\left(\sin^{-1}\frac{l}{\sqrt{2}d} - \sqrt{1+\frac{2d^2}{l^2}} + \frac{\sqrt{2}d}{l}\right)$$

Also ist das Durchschnittspotential des Drahtes und daher des ganzen Luftleitergebildes:

$$4\pi r\sigma\left\{\log_e\frac{l}{r} - 0{,}309 + 2\left(\sin^{-1}\frac{l}{d} - \sqrt{1+\frac{d^2}{l^2}} + \frac{d}{l}\right)\right.$$
$$\left. + \sin^{-1}\frac{l}{\sqrt{2}d} - \sqrt{1+\frac{2d^2}{l^2}} + \frac{\sqrt{2}d}{l}\right\}$$
$$= 4\pi r\sigma\left(\log_e\frac{l}{r} + Y\right)$$

worin Y ein für allemal für verschiedene Werte von $\frac{d}{l}$ berechnet werden kann.

Für alle praktisch vorkommenden Antennen kann $\sqrt{1+\frac{d^2}{l^2}}$ ohne großen Fehler gleich 1 gesetzt werden.

Wenn

$\frac{l}{d}$ =	20	50	100	150	200
Y =	7,58	10,22	12,26	13,48	14,33

Dies ist in Fig. 17 dargestellt, aus der Y für andere Werte von $\frac{l}{d}$ gefunden werden kann.

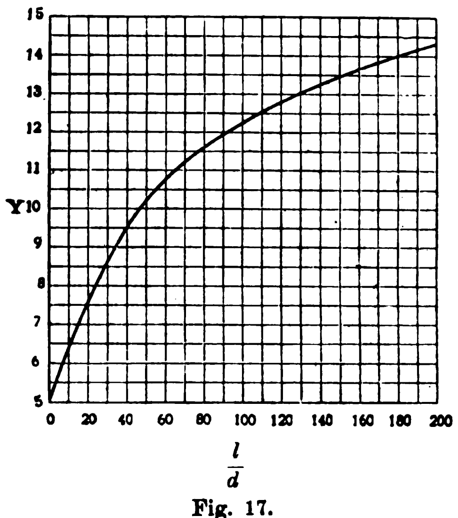


Fig. 17.

Die Kapazität ist gegeben durch die Formel

$$C = \frac{4 \cdot 2\pi r l \cdot \sigma}{4\pi r \sigma \left(\log_e \frac{l}{r} + Y\right)} = \frac{2l}{\log_e \frac{l}{r} + Y} \text{ elektrostat. Einheiten}$$

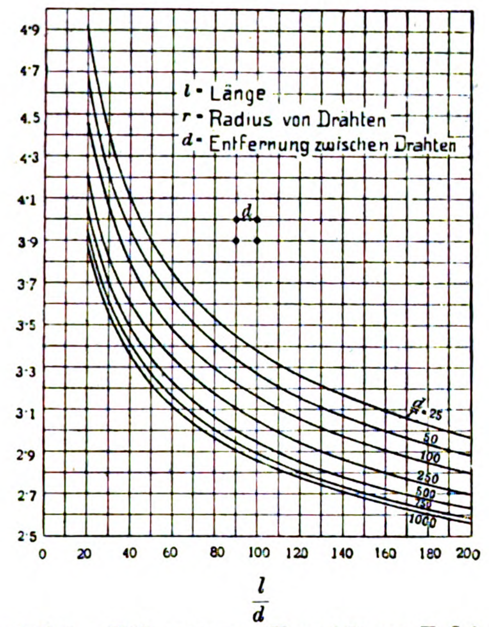
$$= \frac{2}{\log_e \frac{l}{r} + Y} \cdot \frac{30,5}{0,9} = \frac{67,78}{\log_e \frac{l}{r} + Y} \text{ MF. per Fuß.}$$

Die Werte der Kapazität für verschiedene Werte von $\frac{l}{d}$ und $\frac{-}{r}$ sind in der Tabelle gegeben und in Fig. 18 dargestellt.

Tabelle 12. (Siehe Fig. 18.)

Kapazität per Fuß in mikro-MF. für vierdrähtige Käfigantenne.

l/d	Werte von d/r						
	25	50	100	250	500	750	1000
20	4,92	4,69	4,47	4,22	4,05	3,95	3,88
50	3,91	3,76	3,62	3,46	3,34	3,27	3,22
100	3,38	3,27	3,16	3,04	2,94	2,89	2,86
150	3,13	3,03	2,94	2,83	2,75	2,70	2,68
200	2,97	2,88	2,80	2,70	2,63	2,585	2,56



$\frac{l}{d}$

Fig. 18. Vierdrähtige Käfigantenne. Kapazität per Fuß in Millionstel MF.

Die Vergrößerung der Kapazität durch die Nähe der Erde.

Wenn der Draht nicht weit von der Erde entfernt wird, so wird sein Potential erniedrigt infolge der induzierten negativen Ladungen auf der Erde; die Kapazität wird also vergrößert.

Der Betrag dieser Kapazitätsvergrößerung kann mit einer für alle praktischen Zwecke mehr wie genügenden Genauigkeit sehr einfach berechnet werden. Wenn der Draht in einem Abstand h von der Erde

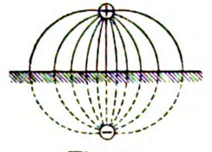


Fig. 19.

horizontal ausgespannt und positiv geladen ist, so wird die Wirkung der negativen Ladung auf der Erde genau die gleiche sein als wenn sie auf einem horizontalen Drahte in einer Tiefe h unter der Erdoberfläche konzentriert und die Erde entfernt wäre. (Fig. 19. Kelvins Spiegelbildmethode.)

Nun ist bei den meisten praktisch gebrauchten Antennen die Höhe so groß verglichen mit der Länge, daß nur ein kleiner Fehler durch die Annahme gemacht wird, die negative Ladung sei in einem Punkte im Zentrum des Spiegelbildes konzentriert, und indem man das Potential infolge dieser Ladung im Zentrum der wirklichen Antenne berechnet. Dies wird $-\frac{Q}{2h}$ sein, und das mittlere Potential der Antenne wird um diesen Betrag verkleinert werden.

Wenn die Höhe nicht groß im Vergleich zur Länge ist, oder in irgendeinem Falle, wo größere Genauigkeit verlangt wird, so kann die Formel angewandt werden, welche wir für das Durchschnittspotential eines Drahtes infolge gleichmäßig verteilter Ladung auf einem parallelen Drahte gefunden haben, nämlich:

$$2\left(\sin^{-1}\frac{l}{d}+\frac{d}{l}-\sqrt{1+\frac{d^2}{l^2}}\right)$$

wenn die Ladung 1 Einheit per cm-Länge beträgt. In der behandelten Anwendung ist $d = 2h$.

In Tabelle 13 sind die Werte des vorstehenden Ausdruckes für verschiedene Werte von l/d gegeben.

Tabelle 13. (Siehe Fig. 20.)

$\frac{l}{d}=\frac{l}{2h}$	$E=2\left(\sin^{-1}\frac{l}{d}+\frac{d}{l}-\sqrt{1+\frac{d^2}{l^2}}\right)$
0,5	0,48
1,0	0,94
2,0	1,64
4,0	2,62
5,0	2,98
10,0	4,2
20,0	5,46

Bei einer Vielfachantenne von n parallelen Drähten wird das Potential n mal so groß sein für denselben Wert von σ, wenn wir annehmen, daß die Gesamtbreite klein gegen die Höhe sei.

Für eine Antenne aus einem einzelnen Draht haben wir also

$$Q = 2\pi r l \sigma; \quad \frac{Q}{2h} = 4\pi r \sigma \cdot \frac{l}{4h}$$

und das Durchschnittspotential $V = 4\pi r\sigma\left(\log_e\frac{l}{r} - 0{,}31 - \frac{l}{4h}\right)$

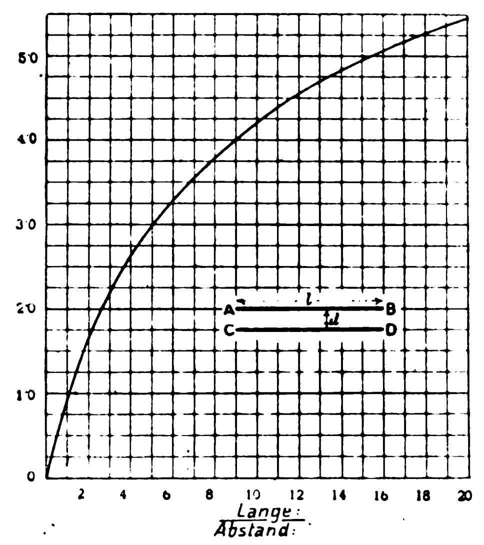


Fig. 20. Durchschnittspotential von Draht CD infolge Einheitsladung per cm auf Draht AB.

Für die Kapazität in mikro·MF. haben wir

$$C = \frac{2\pi r l \sigma}{4\pi r \sigma\left(\log_e \frac{l}{r} - 0{,}31 - \frac{l}{4h}\right)} \cdot \frac{10}{9}$$

$$= \frac{l^{\mathrm{cm}}}{2\log_e \frac{l}{r} - 0{,}62 - \frac{l}{2h}} \cdot \frac{10}{9}$$

oder genauer

$$\frac{l^{\mathrm{cm}}}{2\log_e \frac{l}{r} - 0{,}62 - E} \cdot \frac{10}{9}$$

wo E aus Fig. 20 gefunden wird.

Für eine flache Vielfachantenne:

$$V = 4\pi r \sigma\left\{n\left(\log_e \frac{l}{d} - 0{,}31\right) + \log_e \frac{d}{r} - B\right\} - \frac{Q}{2h}$$

$$= 4\pi r \sigma\left\{n\left(\log_e \frac{l}{d} - 0{,}31\right) + \log_e \frac{d}{r} - B - \frac{n l}{4h}\right\}$$

$$= 4\pi r \sigma\left\{n\left(\log_e \frac{l}{d} - 0{,}31 - \frac{l}{4h}\right) + \log_e \frac{d}{r} - B\right\}$$

und

$$C = \frac{17\,n}{n\left(\log_e \frac{l}{d} - 0{,}31 - \frac{l}{4h} + \log_e \frac{d}{r} - B\right.}$$ mikro-MF. per Fuß Länge.

(Siehe Tabelle 4 und Fig. 6 für Werte von B.)

Oder genauer:

$$C = \frac{17\,n}{n\left(\log_e \frac{l}{d} - 0{,}31 - \frac{E}{2}\right) + \log_e \frac{d}{r} - B}$$

Für vierdrähtige Käfigantenne

$$\frac{Q}{2h} = \frac{2\pi r l \sigma \cdot 4}{2h} = 4\pi r \sigma \cdot \frac{l}{h}$$

$$V = 4\pi r \sigma \left(\log_e \frac{l}{r} + Y - \frac{l}{h}\right)$$

und $$C = \frac{68}{\log_e \frac{l}{r} + Y - \frac{l}{h}}$$ mikro-MF. per Fuß.

(Siehe Fig. 17 für Werte von Y.)

Oder genauer:

$$C = \frac{68}{\log_e \frac{l}{r} + Y - 2E}$$

Um die Größe der Zunahme der Kapazität infolge Erdnähe zu zeigen, wollen wir einige Beispiele berechnen.

a) Einzelner Draht, 155 Fuß lang und $^3/_{64}$ Zoll Radius —

$$\frac{l}{r} = \frac{155 \cdot 12}{3/64} = 39\,700;\ \log_e \frac{l}{r} = 10{,}6$$

Bei Vernachlässigung der Wirkung der Erde haben wir:

$$C = \frac{155 \cdot 30{,}5}{21{,}2 - 0{,}62} = \frac{4{,}720}{20{,}6} = 229$$ elektrost. Einheiten, od. 225 mikro-MF.

Bei $h = 155$ Fuß, $\frac{l}{2h} = 0{,}5$ wird $C = \frac{4{,}720}{20{,}1}$, was eine Vergrößerung von $2{,}5\,^0/_0$ bedeutet, während bei $h = 77\,^1/_2$ Fuß, $\frac{l}{2h} = 1$, $C = 240$ elektrost. Einheiten oder 266,7 mikro-MF., eine Vergrößerung von $4{,}7\,^0/_0$ herauskommt.

b) Flachvielfachantenne Länge = 155 Fuß, Drahtdurchmesser $^3/_{64}$ Zoll, Anzahl der Drähte = 10, Abstand derselben untereinander = $2^1/_2$ Fuß:

$$\frac{l}{d} = \frac{155}{2,5} = 62, \ \log_e \frac{l}{d} = 4,12$$

$$\frac{d}{r} = \frac{30}{3/64} = 640, \ \log_e \frac{d}{r} = 6,45$$

$$B = 9,8$$

Bei Vernachlässigung der Erdwirkung

$$C = \frac{17 \cdot 10}{10(4,12 - 0,31) + 6,45 = 9,8} = \frac{170}{34,75} = 4,9$$

mikro-MF. per Fuß Länge.

Wenn $h = 155$ Fuß, $\frac{n\,l}{4h} = \frac{10}{4} = 2,5$ wird $C = \frac{170}{32,25} = 5,27$,

also eine Zunahme von 7,5 %, während bei $h = 77^1/_2$ Fuß, $\frac{n\,l}{4h} = 5,0$

wird $C = \frac{170}{29,75} = 5,72$, also eine Zunahme von 17 % bzw. genauer nach Fig. 20 $C = 5,67$, also eine Zunahme von 16 %.

Der Fehler durch Vernachlässigung der Wirkung der Erdnähe ist also viel größer bei Vielfachantennen als bei solchen aus einem einzelnen Draht und kann, wie das Beispiel zeigt, einen keineswegs zu vernachlässigenden Wert annehmen.

Im Electrician 14. und 15. Februar 1913 (siehe auch Jahrb. 7, 439) entwickelt Louis Cohen eine Methode zur Berechnung von Antennenkapazitäten aus der Selbstinduktion und den gegenseitigen Induktionen der Drähte und gibt folgende zwei Anwendungen:

1. Antenne aus 10 Drähten mit vorstehenden Abmessungen aber in einer Höhe von 64 Fuß.

Die berechnete Kapazität ist 0,0007, wozu wegen des Zuführungsdrahtes noch 0,00013 kommt, also total 0,00083 MF., während die gemessene Kapazität 0,00105 betrug, also eine Differenz von ca. 20 %. Cohen sagt dann: „Wenn diese Formeln auch nicht auf große Genauigkeit Anspruch machen können, so dürften sie doch praktisch nützlich sein.“ Glücklicherweise besteht aber keine Notwendigkeit für Radiotechniker, sich mit einer Annäherung von 20 % zu begnügen.

Wir wollen die eben genannte Antenne nach unseren Formeln berechnen:

$$\frac{l}{h} = \frac{155}{64} \cdot \frac{n\,l}{4\,h} = \frac{10 \cdot 155}{4 \cdot 64} = 6{,}06$$

oder $$\frac{l}{2h} = 1{,}212, \quad E = 1{,}1 \quad \text{und} \quad n\,E/2 = 5{,}5$$

daher $$C = \frac{170}{34{,}75 - 6{,}06} = 5{,}93, \; 10^{-6}\,\text{MF. per Fuß}$$

oder nach der genaueren Formel

$$5{,}81 \cdot 10^{-6}\ \text{MF. per Fuß}$$

Die totale Kapazität beträgt also

$$5{,}81 \cdot 155 \cdot 10^{-6}\ \text{MF.} = 0{,}0009 \quad .$$

hierzu für den Zuführungsdraht 0,00013, woraus schließlich 0,00103 MF., welcher Wert fast genau mit dem gemessenen übereinstimmt.

2. Cohen macht keine Angaben über den verwendeten Draht seines zweiten Beispiels, aber unter Annahme des gleichen Drahtes wie vorher zeigt seine Rechnung einen Unterschied von 28 % gegen den gemessenen Wert. Hier scheint aber bei den Messungen etwas fehlerhaft gewesen zu sein, da die zweite Antenne die gleiche Anzahl von Drähten (10) hatte, näher zusammen (2 Fuß anstatt 2,5 Fuß), und nur 110 Fuß lang anstatt 155 Fuß, ferner 80 Fuß hoch anstatt 64 Fuß, und doch ist die gemessene Kapazität nur 10 % kleiner. Auch ist der Unterschied gegen den berechneten Wert nur 10 %. Es ist aber klar, daß die zweite Antenne einen viel kleineren Kapazitätswert haben muß als die erste. Nach unseren Formeln sollte er 32 % kleiner sein, unter Vernachlässigung des Zuführungsdrahtes. Wenn die zweite Antenne einen Abstand von der Erde von 25 Fuß anstatt 80 Fuß hätte, würde die berechnete Kapazität mit der gemessenen übereinstimmen, und es würde interessant sein zu wissen, ob sich in dem Raum zwischen Antenne und Erde noch Gebäude befanden.

Unregelmäßige Antennen und die Wirkung der Ableitungsdrähte.

Die Berechnung der Kapazität einer Antenne ist für gewöhnlich kompliziert durch die Anwesenheit von Ableitungs- bzw. Zuführungsdrähten. Für die notwendige Korrektur geben wir nachstehende Formeln.

Handelt es sich um eine gebräuchliche T-Antenne mit einem vertikalen Ableitungsdraht in der Mitte, so ist bei angenommener gleich-

mäßiger Verteilung der Ladung über die ganze Antenne inklusive vertikalem Draht, das Durchschnittspotential des horizontalen Teiles die Summe von vier Potentialen nämlich infolge dieses Teiles, des vertikalen Teiles, und der Spiegelbilder von beiden. Für das Durchschnittspotential des vertikalen Teiles werden wir in gleicher Weise vier Komponenten haben. Hieraus läßt sich dann das Gesamtpotential und somit die Kapazität finden.

Wir wollen die verschiedenen hier in Betracht kommenden Probleme untersuchen und die relative Bedeutung der sich ergebenden Faktoren zeigen.

Potential eines vertikalen Drahtes infolge induzierter Ladung auf der Erde.

Wenn ein Draht ABC gleichförmig geladen ist, so kann das Potential V_a im Punkte A infolge der ganzen Ladung betrachtet werden als die Summe der Potentiale in demselben Punkt infolge der beiden Teile AB und BC. Wir haben also V_a infolge $BC = V_a$ infolge $AC - V$ infolge AB.

Durch Anwendung dieses Prinzips auf Fig. 21, die einen vertikalen Draht mit seinem unteren Ende nahe der Erde darstellt, erkennen wir, daß das Potential V_P in irgendeinem Punkte P infolge gleichmäßiger Verteilung der Einheitsladung per cm auf dem Spiegelbild gegeben ist durch die Formel

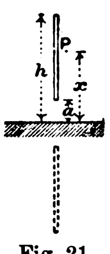


Fig. 21.

$$V_P = \log_e \frac{2(x+h)}{r} - \log_e \frac{2(x+a)}{r}$$

und für das Durchschnittspotential

$$V = \frac{1}{h-a} \int_a^h \left(\log \frac{2(x+h)}{r} - \log_e \frac{2(x-a)}{r} \right) dx$$

was integriert gibt

$$V = \frac{1}{h-a} \log_e \frac{2^{2(a+h)} h^{2h} a^{2a}}{(a+h)^{2(a+h)}} \cdot = \frac{1}{h-a} \log_e \frac{2^{2(a+h)} \left(\frac{a}{h}\right)^{2a}}{\left(1+\frac{a}{h}\right)^{2h} \left(1+\frac{a}{h}\right)^{2a}}$$

Wenn a klein ist gegen h, d. h. wenn das untere Drahtende dicht bei der Erde ist, so haben wir näherungsweise

$$V = \frac{1}{h} \log 2^{2(a+h)} \left(\frac{a}{h}\right)^{2a}$$

oder
$$V = \frac{1}{h}\left[2(a+h)\log_e 2 + 2a \log_e \left(\frac{a}{h}\right)\right]$$

oder, da a sehr klein ist

$$V = 2 \log_e 2 = 1{,}38$$

In diesem Falle ist als das Durchschnittspotential 1,38 mal Ladung per Längeneinheit. Dies ist leicht zu prüfen für den Fall, daß der Draht die Erde berührt, also wenn $a = 0$. Das Durchschnittspotential eines Drahtes von der Länge $2l$ infolge eigner Ladung ist $2\left(\log_e \frac{2l}{r} - 0{,}31\right)$, und dies muß also dasjenige einer Drahthälfte sein; dasjenige derselben infolge eigner Ladung ist aber $2\left(\log_e \frac{l}{r} - 0{,}31\right)$, und der Unterschied $2\left(\log_e \frac{2l}{r} - \log_e \frac{l}{r}\right) = 2 \log_e 2$ muß veranlaßt sein durch die Ladung auf der anderen Drahthälfte. Dieser Wert vermindert sich rapide mit wachsendem Abstand von der Erde, und durch Ausrechnung einer Anzahl von Beispielen nach der genauen Formel

$$V = \frac{1}{h-a} \log_e \frac{2^{2(a+h)} h^{2h} a^{2a}}{(a+h)^{2(a+h)}}$$

findet man, für die praktisch wahrscheinlichen Fälle eines Abstandes von 3 oder 4 Fuß, daß das Potential infolge der Erde ungefähr gleich der Ladung per Längeneinheit ist und nicht 1,38 mal diesen Wert. Da dieses Potential infolge der Erde in jedem Falle klein ist im Vergleich zu dem Potential infolge der Ladung auf dem Drahte selbst, wovon es abzuziehen wäre, so ist eine sehr große Genauigkeit in seiner Bestimmung nicht erforderlich.

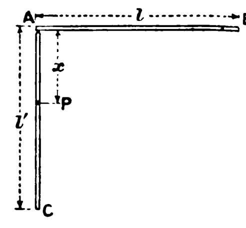


Fig. 22.

Zwei Drähte rechtwinklig ausgespannt.

Um das Durchschnittspotential von AC, infolge gleichförmig verteilter Ladung von 1 Einheit per cm auf AB, zu finden, betrachten wir einen Punkt P auf AC (Fig. 22).

$$V_P = \sin^{-1} \frac{l}{x}$$

Durchschnittspotential von A bis C

$$= \frac{1}{l'} \int_r^{l'} \sin^{-1} \frac{l}{x} \, d x$$

$$= \frac{1}{l'} \left[x \sin^{-1} \frac{l}{x} + l \sin^{-1} \frac{x}{l} \right]_r^{l'}$$

Anmerkung: $\int \sin^{-1} \frac{l}{x} \, d x = x \sin^{-1} \frac{l}{x} - \int x \, d\left(\sin^{-1} \frac{l}{x}\right)$

$$= x \sin^{-1} \frac{l}{\dot{x}} + \int x \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{l^3}{x^2}}} \cdot \frac{l}{x^2} \, d x$$

$$= x \sin^{-1} \frac{l}{x} + l \int \frac{d x}{\sqrt{l^2 + x^2}}$$

$$= x \sin^{-1} \frac{l}{x} + l \sin^{-1} \frac{x}{l}$$

Durchschnittspotential

$$= \frac{1}{l'} \left[l' \sin^{-1} \frac{l}{l'} - r \sin^{-1} \frac{l}{r} + l \sin^{-1} \frac{l'}{l} - l \sin^{-1} \frac{r}{l} \right]$$

Wenn wir setzen

$$\frac{l'}{l} = \frac{\text{Länge von ungeladenem Draht}}{\text{Länge von geladenem Draht}} = m$$

$$V_{\text{av.}} = \sin^{-1} \frac{1}{m} + \frac{1}{m} \sin^{-1} m - \frac{r}{l'} \sin^{-1} \frac{l}{r} - \frac{1}{m} \sin^{-1} \frac{r}{l}$$

wovon die letzten beiden Ausdrücke vernachlässigbar klein sind, so daß

$$V_{\text{av.}} = \sin^{-1} \frac{1}{m} + \frac{\sin^{-1} m}{m}$$

Die Werte von V für verschiedene Werte von m sind in Tabelle 14 gegeben und in Fig. 23 graphisch dargestellt.

Tabelle 14.

m	V	m	V
0,2	3,31	1,5	1,422
0,4	2,625	2,0	1,20
0,6	2,23	3,0	0,94
0,67	2,134	4,0	0,77
0,8	1,957	6,0	0.58
1,0	1,754		

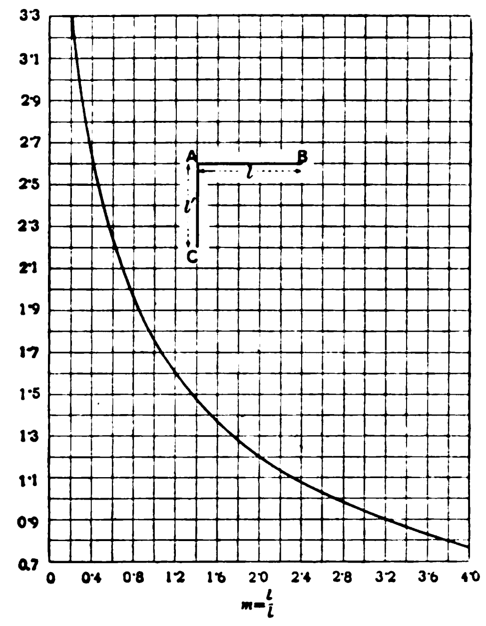


Fig. 23. Durchschnittspotential von Draht $A\,C$ infolge Einheitsladung per cm auf Draht $A\,B$.

Die Veränderung des Potentials längs dem ungeladenen Draht ist aus Fig. 24 zu ersehen, in der die Abszissen die Entfernungen von der Verbindungsstelle darstellen.

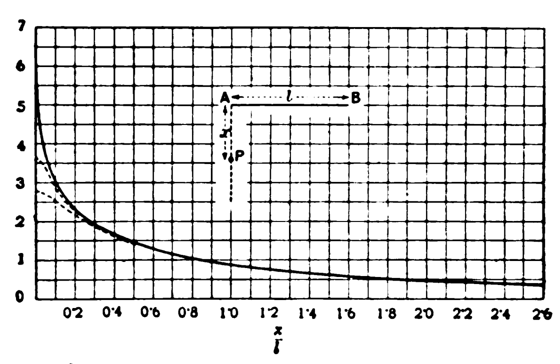


Fig. 24. $\mathrm{Sin}^{-1}\dfrac{l}{x}$ = Potential in P infolge Einheitsladung per cm auf $A\,B$.

Um das Potential genau zu berechnen, müßten wir das Durchschnittspotential von jedem vertikalen Draht infolge der Ladung auf jedem horizontalen Draht kennen. Beispielsweise in Fig. 25 hätten

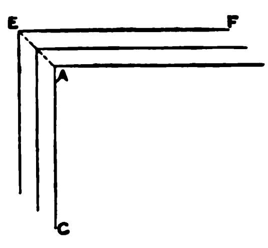


Fig. 25.

wir das Durchschnittspotential von AC infolge Ladung auf EF auszurechnen und ebenso für jede andere Kombination eines horizontalen und eines vertikalen Drahtes. Dies würde ersichtlich eine mühsame Arbeit sein, aber sie ist ganz unnötig, da eine große Annäherung an die notwendige Korrektion in folgender einfacher Weise erlangt werden kann:

Der Abstand der Drähte an den nächstliegenden Punkten schwankt für einen äußeren Draht zwischen 0 und $(n-1)d$ und für einen mittleren Draht zwischen 0 und $\frac{n-1}{2}d$, wo d den Abstand zwischen zwei benachbarten Drähten bedeutet. Die mittlere Entfernung zwischen einem vertikalen und einem horizontalen Draht an der Verbindungsstelle ist nicht ein fester Bruchteil der gesamten Breite, sondern hängt von der Anzahl der Drähte wie folgt ab:

Tabelle 15.

n	Mittlere Entfernung in Ausdrücken der Gesamtbreite
2	0,5
3	0,445
4	0,416
5	0,386
10	0,366

Wenn wir jetzt annehmen, daß alle n horizontalen Drähte und die n vertikalen Drähte in einen horizontalen und einen vertikalen Draht vereinigt würden, nicht an einem Punkt zusammenstoßend,

sondern getrennt durch diese mittlere Entfernung, dann wird das Durchschnittspotential jedes Drahtes infolge der Ladung auf dem anderen eine nahe Annäherung an das wirkliche Potential sein.

Der Umstand, daß die Drähte nicht zusammenstoßen, wird das Potential nicht merklich beeinträchtigen, ausgenommen in der Nähe der „Vereinigungsstelle“. Die gestrichelten Kurven in Fig. 24 geben das Potential längs dem vertikalen Draht unter der Annahme, daß

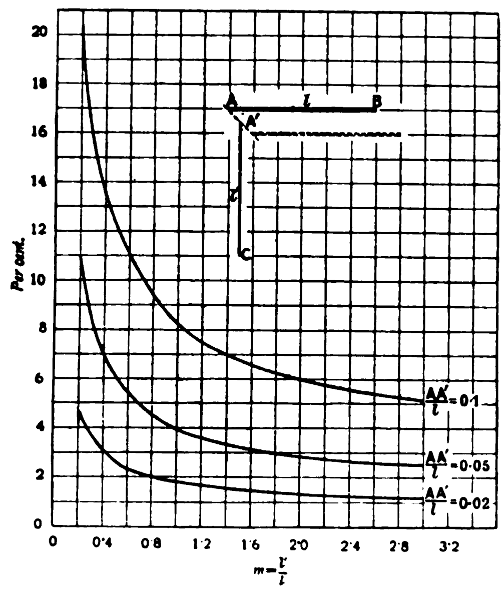


Fig. 26. **Die Kurven geben die Verkleinerung des Durchschnittspotentials von** $A'C$ **infolge der Ladung auf** AB **wenn** A **und** A' **nicht zusammenfallen.**

derselbe senkrecht zur Zeichnungsebene verläuft, so daß sein oberes Ende in einem Abstand von A gleich 0.05 l für die obere Kurve und 0,12 l für die untere Kurve ist. Das Durchschnittspotential kann für verschiedene Längen eines vertikalen Drahtes durch Ermittelung der Flächen zwischen diesen gestrichelten Kurven und der Grundlinie gefunden werden. Ich habe dies für eine Anzahl Fälle ausgeführt und die Resultate sind in Fig. 26 dargestellt, in der die Ordinaten die prozentualen Größen sind, um die die aus Fig. 23 erhaltenen Werte reduziert werden müssen.

Die drei Kurven beziehen sich auf drei verschiedene Verhältnisse der mittleren Entfernung zwischen Drähten zu der Länge des ge-

ladenen Teiles; diese letztere Länge ist jedoch nur auf einer Seite der Vereinigungsstelle gemessen, wie aus der Figur klar hervorgeht. Die mittlere Entfernung zwischen den Drähten wird aus der Gesamtbreite durch Tabelle 15 gefunden.

Durchschnittspotential über dem Draht AB infolge gleichförmiger Ladung auf Draht BC (Fig. 27).

Dies Problem ist wichtig für Fächerantennen und wo die Ableitungsdrähte fächerförmig angeordnet sind. Wir wollen das Durch-

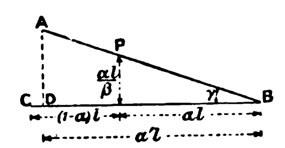


Fig. 27.

schnittspotential des Drahtes AB infolge einer gleichförmig verteilten Ladung von 1 Einheit per cm auf Draht BC berechnen.

Es sei
$$\beta = \operatorname{cotang} \gamma$$

dann
$$\frac{\beta}{\sqrt{\beta^2 + 1}} = \cos \gamma$$

und
$$\frac{1}{\sqrt{\beta^2 + 1}} = \sin \gamma$$

Für das Potential im Punkte P auf AB haben wir

$$V_P = \sin^{-1} \beta + \sin^{-1} \left(\frac{1 - \alpha}{\alpha} \beta \right)$$

und

$$V_{av.} = \sin^{-1} \beta + \frac{1}{\alpha'} \int_0^{\alpha'} \sin^{-1} \left(\frac{1 - \alpha}{\alpha} \beta \right) d\alpha$$

$$V_{av.} = \sin^{-1} \beta + \frac{1}{\alpha'} \left\{ \left[\alpha \sin^{-1} \frac{1 - \alpha}{\alpha} \beta \right]_0^{\alpha'} - \int_0^{\alpha'} \alpha \frac{\frac{-\beta}{\alpha^2}}{\sqrt{1 + \frac{(1-\alpha)^2}{\alpha^2} \beta^2}} d \right\}$$

[Anmerk. $\frac{d\left(\sin^{-1} \frac{1-\alpha}{\alpha} \beta\right)}{d\alpha} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{(1-\alpha)^2 \beta^2}{\alpha^2}}} \cdot \frac{-\beta}{\alpha^2} = \frac{-\beta}{\alpha \sqrt{\alpha^2 + (1-\alpha)^2 \beta^2}}$]

Daher

$$V_{av.} = \sin^{-1}\beta + \frac{1}{\alpha'}\left[\alpha \sin^{-1}\frac{1-\alpha}{\alpha}\beta\right]_0^{\alpha'} + \frac{\beta}{\alpha'\sqrt{1+\beta^2}}\left[\sin^{-1}\frac{\alpha(1+\beta^2)-\beta^2}{\beta}\right]_0^{\alpha'}$$

$$= \sin^{-1}\beta + \sin^{-1}\left(\frac{1-\alpha'}{\alpha'}\beta\right) + \frac{\cos\gamma}{\alpha'}\left\{\sin^{-1}\left(\frac{\alpha'(1+\beta^2)}{\beta} - \beta\right) + \sin^{-1}\beta\right\}$$

Wenn die Drähte gleich lang sind, d. h. $AB = BC$,

$$\alpha' = \text{cosin}\,\gamma \qquad \beta = \text{cotang}\,\gamma = \frac{\alpha'}{\sqrt{1-\alpha'^2}}$$

$$\frac{\alpha'^2}{1-\alpha'^2} = \beta^2, \qquad \alpha'^2 = \frac{\beta^2}{1+\beta^2}, \qquad \alpha' = \frac{\beta}{\sqrt{1+\beta^2}}$$

$$\frac{1-\alpha'}{\alpha'} = \frac{\sqrt{1+\beta^2}-\beta}{\beta}$$

und

$$V_{av.} = \sin^{-1}\beta + \sin^{-1}(\sqrt{1+\beta^2}-\beta) + \sin^{-1}(\sqrt{1+\beta^2}-\beta) + \sin^{-1}\beta$$
$$= \{\sin^{-1}\beta + \sin^{-1}(\sqrt{1+\beta^2}-\beta)\}$$
$$= \log_e(1 + \sqrt{1 + [\text{cosec}\,\gamma + \text{cotang}\,\gamma]^2})$$

Dies ist das Durchschnittspotential eines Drahtes infolge einer gleichförmig verteilten Ladung von 1 Einheit per cm auf dem anderen, wenn beide Drähte gleich lang sind. In der folgenden Tabelle ist der Wert von V für verschiedene Werte von β und γ gegeben; Zwischenwerte können aus der Kurve von Fig. 28 entnommen werden.

Tabelle 16. (Siehe Fig. 28.)

γ	•	$\sin^{-1}\beta$	$V_{av.}$	d/AD
0,95°	60,3	4.78	9,58	0,366
1,9°	30,0	4,10	8,24	0,366
5,7°	10,0	3,00	6,10	0,366
11,3°	5,0	2,31	4,82	0,367
18,45°	3,0	1,82	3,96	0,359
26,55°	2,0	1,445	3,37	0,355
45,0°	1,0	0,881	2,57	0,363

Es wurde der Abstand d berechnet, in dem die Drähte voneinander parallel auszuspannen sein würden, damit das Potential von jedem infolge der Ladung auf dem anderen dasselbe sein würde wie es ist, wenn die Drähte rechtwinklig zueinander orientiert sind. Aus der letzten Kolonne sieht man, daß dieser Abstand immer 0,36—0,37

des größten Abstandes ist. Fächerförmige Antennen und Ableitungsdrähte können deshalb als parallele Drähte mit dem in dieser Weise bestimmten Wert von d behandelt werden.

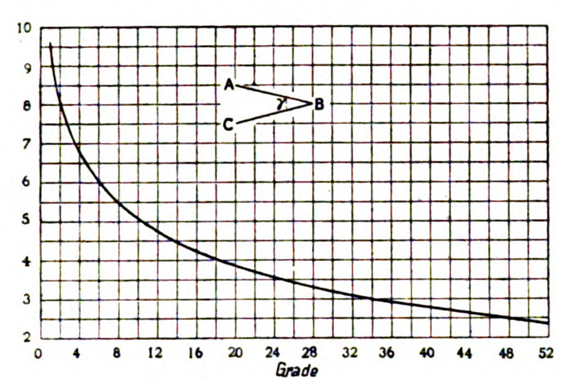


Fig. 28. **Durchschnittspotential von AB infolge Einheitsladung per cm auf BC.**

Wenn γ sehr klein ist, so ist $\sin^{-1}(\sqrt{1+\beta^2}-\beta)$ zu vernachlässigen und $V = 2\sin^{-1}\beta$. Nun hat das Potential im Punkte auf dem ungeladenen Draht direkt gegenüber dem Mittelpunkt des geladenen Drahtes immer diesen Wert, und aus der Tabelle ersehen wir, daß für Winkel bis zu 6° das Durchschnittspotential innerhalb 2% des Potentials in diesem Punkte liegt.

Beispiel I. Berechnung der Kapazität eines einzelnen horizontalen Drahtes mit vertikalem Ableitungsdraht in der Mitte.

$$l = 200 \text{ Fuß}$$
$$r = 0{,}048 \text{ Zoll}$$
$$l/r = 50000$$
$$h = 100 \text{ Fuß}$$

Wir nehmen Einheitsladung per cm an, dann $2\pi r\sigma = 1$.

Potential des horizontalen Drahtes:

Infolge eigner Ladung $= 2\left(\log_e \frac{l}{r} - 0{,}31\right) \quad = \quad 20{,}98$ (s. Fig. 3)

„ vertikalem Draht $\left(m = \frac{100}{100}\right) \quad = \quad 1{,}76$ (s. Fig. 23)

„ seines eignen Spiegelbildes $\left(\frac{l}{d} = \frac{l}{2h} = \frac{200}{200}\right) \quad = - \quad 0{,}94$ (s. Fig. 20)

„ Spiegelbild des vertikalen Drahtes (ungefähr) $= - \quad 0{,}63$

Total $= \quad 21{,}17$

Potential von vertikalem Draht:

Infolge eigner Ladung	=	19,58
„ horizontalem Draht $\left(m = \frac{100}{100}\right)$	=	3,52
„ eignem Spiegelbild	= —	1,00
„ horizontalem Spiegelbild	= —	1,27
Total	=	20.83

Durchschnittspotential der ganzen Antenne

$$= \frac{200 \cdot 21{,}17 + 100 \cdot 20{,}83}{300} = 21{,}06$$

Ladung auf der ganzen Antenne = 300 · 30,5 = 9,150 elektrostat. Einheiten.

$$\text{Kapazität} = \frac{Q}{V} = \frac{91{,}50}{21{,}06} = 435 \text{ elektrostat. Einheiten}$$

$$= 483 \text{ mikro-MF.}$$

Es ist interessant, festzustellen, daß bei Vernachlässigung der Erdnähe wir haben:

Die Kapazität von 100 ft. allein = 173 }
„ „ „ 200 ft. „ = 323 } = 496 mikro-MF.
„ „ „ 300 ft. „ = 467 mikro-MF.

Beispiel II. Zehn parallele Drähte, Abstand 4 Fuß. $l = 600$ Fuß, $h = 200$ Fuß, $r = 0{,}048$ Zoll. Zehn Ableitungsdrähte in der Mitte der Antenne und zusammenlaufend in einen Punkt nahe der Erdoberfläche.

$$\frac{l}{d} = 150. \quad \frac{d}{r} = 1000. \quad \text{Angenommen } 2\pi r \sigma = 1.$$

Durchschnittspotential vom horizontalen Teil:

Infolge eigner Ladung $= \frac{33{,}9 \cdot 10}{3{,}845}$	=	88,2	(s. Fig. 13)
„ vertikalem Teil $\left(m = \frac{300}{200}\right)$ $(n = 10)$	=	13,7	(s. Fig. 23)
„ eignem Spiegelbild $\left(\frac{l}{d} = \frac{l}{2h} = \frac{600}{400}\right)$	= —	13,2	(s. Fig. 20)
„ vertikalem Spiegelbild $\left(\frac{10 \cdot 200}{336}\right)$	= —	6,0	(ungefähr)
Total	=	82,7	

Durchschnittspotential vom vertikalen Teil:

Infolge eigner Ladung	=	84,8
„ horizontalem Teil $\left(m = \frac{200}{300}\right)$	=	40,4
„ eignem Spiegelbild	=	— 10,0
„ horizontalem Spiegelbild $\left(\frac{10 \cdot 600}{336}\right)$	=	— 17,9
Total	=	97,3

Hieraus haben wir 10·600 Fuß Draht m. einem Durchschnittspotent. v. 82,7
und 10·200 „ „ „ „ „ „ 97,3
oder zusammen 10·800 „ „ „ „ „ „ 86,35
Die totale Ladung ist 8000·30,5 Einheiten, und daher die Kapazität

$$\frac{8000 \cdot 30,5}{86,35} = 2,825 \text{ elektrostat. Einheiten}$$

$$= 3,14 \text{ milli-MF.}$$ [Nach dem Englischen E.]

(Eingesandt 24. Dezember 1914.)

Adresse des Autors:
City and Guilds (Engineering) College Exhibition Road, London S. W.

O. Droysen, Funkendämpfung und Löschwirkung bei kürzeren Wellenlängen. (Ann. **46**, 449—480, 1915.)

Die Verhältnisse bei der Erregung elektrischer Schwingungen kürzerer Wellenlänge sind durch die kleineren Werte von Wellenlänge, Kapazität und Selbstinduktion gegenüber den Verhältnissen bei längeren Wellen so verändert, daß es schwierig ist, rein sinusförmige, konstante Schwingungen, d. h. reine Löschwirkung zu erzielen.

Die vorliegende Arbeit sucht festzustellen, unter welchen Umständen reine Löschwirkung der Luftfunken bei kürzeren Wellenlängen auftritt.

Eine neue Methode und Anordnung zur Erzeugung kürzerer Wellen auszuarbeiten, lag eigentlich nicht im Rahmen der vorliegenden Arbeit. Jedoch führte die nähere Untersuchung schließlich von selbst zu einer recht einfachen Methode der Schwingungserzeugung, die alle Anforderungen für kürzere Wellenlängen vollauf befriedigte.

Die Abhandlung zerfällt in drei Abschnitte:

I. Funkenerzeugung.
II. Funkendämpfung.
III. Löschwirkung.

I.

Wir nehmen als einfachsten Fall der Schwingungserzeugung an, daß der Kondensator C_1 eines Schwingungskreises mittels der Zuleitungen zur Funkenstrecke von einer Gleichstromquelle E_0 aufgeladen werde. Ist das Funkenpotential $F \ll E_0$, wie es bei den Versuchen der Fall war, so läßt sich die Ladestromstärke i_0 des Kondensators durch folgende einfache Beziehung ausdrücken[1])

$$i_0 = F C_1 N = \frac{E_0}{R_0}$$

in der N die Funkenzahl pro Sekunde und R_0 den Widerstand in den Zuleitungen bedeutet.

Die Ladestromstärke ist also bei gegebener Funkenspannung, Funkenzahl und Kapazität eine vorgegebene Größe und läßt sich unter diesen Betrag nicht durch Widerstand in den Zuleitungen herabdrücken, da man die Maschinenspannung proportional erhöhen müßte.

Die Größe der Ladestromstärke ist aber auch gleich der Stromstärke, die man bei Kurzschluß des Kondensators erhält. Ein solcher Kurzschluß findet auch dann statt, wenn ein Funke überspringt, und dabei ist die Stromstärke ebenfalls die gleiche, wenn der Funkenwiderstand $R_f \ll R_0$ ist.

Bei gegebener Funkenspannung, Funkenzahl und Kapazität ist die Stromstärke, die während des Funkenüberganges in der Funkenstrecke fließt, unabhängig von der gewählten Maschinenspannung und dem Widerstand in den Zuleitungen und zwar:

$$i_0 = F C_1 N.$$

Wirkungen der Zuleitungen.

a) Gleichstrom. Der Gleichstrom, welcher während des Funkenüberganges zu der oszillatorischen Entladung hinzukommt, kann Abweichungen von der Theorie der Funkenentladung ergeben.

b) Hochfrequenzstrom. Wenn ein Funke überspringt, so entladen sich die geladenen Teile der Zuleitungen in Hochfrequenzschwingungen durch die Funkenstrecke. Die Zuleitungen wirken wie eine Kapazität, die der Funkenstrecke parallel geschaltet ist. Durch Vergrößerung der Ionisation setzen sie die Funkendämpfung und damit die Dämpfung des Schwingungskreises herab.

---

1) Vgl. O. Droysen, Ann. 46, 451, 1915.

Durch Wasserwiderstände, die man unmittelbar an die Funkenstrecke in die Zuleitungen legt, wird das Auftreten von Schwingungen in den Zuleitungen verhindert.

Die Wichtigkeit der Widerstände für die Löschwirkung des Funkens wird später auseinandergesetzt werden.

c) Dämpfende Wirkung. Die Zuleitungen sind, als Schwingungskreis betrachtet, durch den Funken mit dem ursprünglichen Schwingungskreis gekoppelt. Daher strömt Energie in die Zuleitungen ab und wird in dem Widerstande der Zuleitungen verzehrt. Macht man aber den Widerstand künstlich sehr groß, so wird die Stromstärke der erzwungenen Schwingung in den Zuleitungen sehr klein, und damit auch die verzehrte Energie sehr klein.

Die oben erwähnten Wasserwiderstände in den Zuleitungen verhindern wie längst bekannt eine Energieverzehrung in den Zuleitungen.

Partialfunken.

Bei der Aufladung einer Funkenstrecke nebst Schwingungskreis durch einen mit Wechselstrom gespeisten Transformator sollte man es eigentlich durch Verringerung der Primärstromstärke erreichen können, daß nur ein Funke pro Wechsel überspringt. Dem gegenüber erscheinen aber bei hoher Wechselzahl, größerer Funkenlänge und kleiner Kapazität immer eine Gruppe von Entladungen. Wir wollen im folgenden die Funken einer solchen Gruppe als Partialfunken bezeichnen. Bei Verkleinerung der Primärstromstärke nimmt die Partialfunkenzahl bis zu einer Minimalzahl ab; bei weiterer Verminderung der Stromstärke wird die Partialfunkenzahl nicht kleiner, sondern der Funkenübergang hört überhaupt ganz auf.

Der Vorgang erklärt sich durch folgendes:

Durch den ersten Funken pro Wechsel wird Ionisation erzeugt. Da der Ladestrom noch weiter fließt, lädt sich der Kondensator wieder auf. Findet die Aufladung so schnell statt, daß die Ionisation des Elektrodenzwischenraumes noch nicht verschwunden ist, so kommt es erneut bei einer niedrigen Spannung zur Entladung, weil durch die bleibende Ionisation das Entladungspotential herabgesetzt ist. Dieser zweite Funke setzt das Entladungspotential wieder und noch weiter herab usw. So kann es noch mehrmals zu Entladungen kommen.

Bei gleicher Wechselzahl nimmt mit Vergrößerung der Funkenlänge die bleibende Ionisation, also auch die Minimalzahl der Partialfunken zu.

Beim Anblasen verringert sich die Minimalzahl der Partialfunken, da die Entionisation beschleunigt wird.

Beachtenswert ist dabei, daß die noch eventuell auftretenden Partialfunken in der Blasrichtung gegen den ersten Funken verschoben einsetzen; zum Zeichen, daß es sich um Ionen in der Gasstrecke, nicht etwa um Temperatureffekte an den Elektroden handelt, die die Verminderung des Entladungspotentials bewirken.

Da alles, was die Aufladezeit der Kapazität verlängert, das Auftreten der Partialfunken erschwert, so muß eine Vergrößerung von C_1 — der Kapazität des Schwingungskreises — oder R_0 — des Widerstandes in den Zuleitungen — die Minimalzahl der Partialfunken herabsetzen. C_1 ist eine vorgegebene Größe, also kann man die Partialfunkenzahl nur durch Widerstand — der an irgendeiner Stelle der Zuleitung liegen kann — herabsetzen. Als Widerstände wurden Glaskapillaren mit Wasser verwandt, die für die folgenden Versuche genügende Konstanz zeigten.

Natürlich ergeben die Widerstände in den Zuleitungen einen Energieverlust, der aber bei den in Frage kommenden kleinen Kapazitäten keine Rolle spielt.

II.

Im zweiten Abschnitt wird die Funkendämpfung bei kürzeren Wellenlängen in Abhängigkeit von der Funkenzahl und der Funkenlänge nach der Resonanzmethode gemessen. Diese Meßmethode gibt ja bei Funkendämpfung, wie bekannt, kein vollständiges Bild der Erscheinungen. Insbesondere ist die Resonanzkurve durchaus nicht normal, im folgenden ist die Dämpfung aus der Halbwertsbreite der Resonanzkurve berechnet.

Die Versuchsanordnung war folgende (vgl. Fig. 1): Eine kleine Wechselstromsirene S von Hartmann & Braun (160 Perioden, 10 Watt) speiste einen Transformator T (110/10000). Von den Sekundärklemmen gingen als Zuleitungen zur Funkenstrecke 0,1 mm dicke Kupferdrähte. Kurz vor der Funkenstrecke lagen zwei Wasserwiderstände R_0; sie bestanden aus 3 cm langen, 5 mm weiten Glasröhren. Ein größerer variabler Widerstand R_0' diente zur Regulierung der Aufladegeschwindigkeit. Der Primärkreis I bestand aus der verstellbaren Funkenstrecke F, die zur Vermeidung großer Kapazität mit möglichst wenig Metall gebaut war. Von ihr gingen zwei halbkreisförmige Kupferbänder L_1 zu den Klemmen des variablen Ölkondensators C_1.

Die Konstruktion des letzteren ist unmittelbar aus der Fig. 2 zu entnehmen, wenn man bedenkt, daß die beiden Kondensatorplatten 1

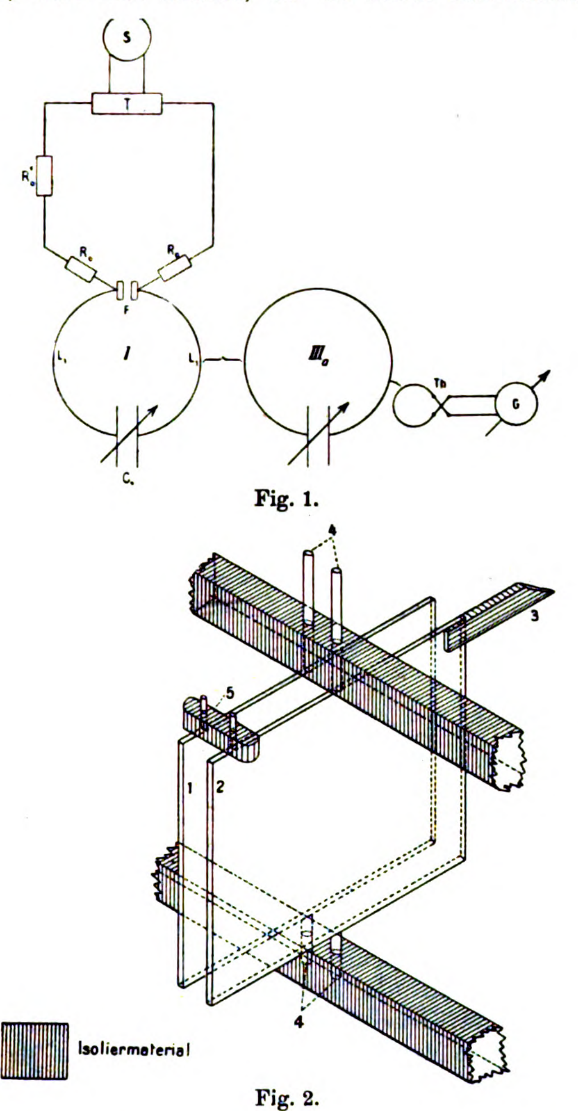


Fig. 1.

Fig. 2.

und 2 bei einer Drehung mittels des Zeigers 3 durch die Achsen 4 und das Verbindungsstück 5 aus Isoliermaterial parallel gehalten

werden, während der Abstand der Platten vergrößert bzw. verkleinert wird, d. h. die Kapazität ab- oder zunimmt. Als Zuleitungen dienten Messingröhrchen über den Achsen; das ganze System lag in Öl. Durch diese Konstruktion wurde völlige Symmetrie beider Kondensatorhälften erreicht.

Die Kapazität betrug ungefähr $3{,}9 \cdot 10^{-5}$ Mkfr., die Selbstinduktion etwa 640 cm, das Joulesche Dekrement war kleiner als 0,02.

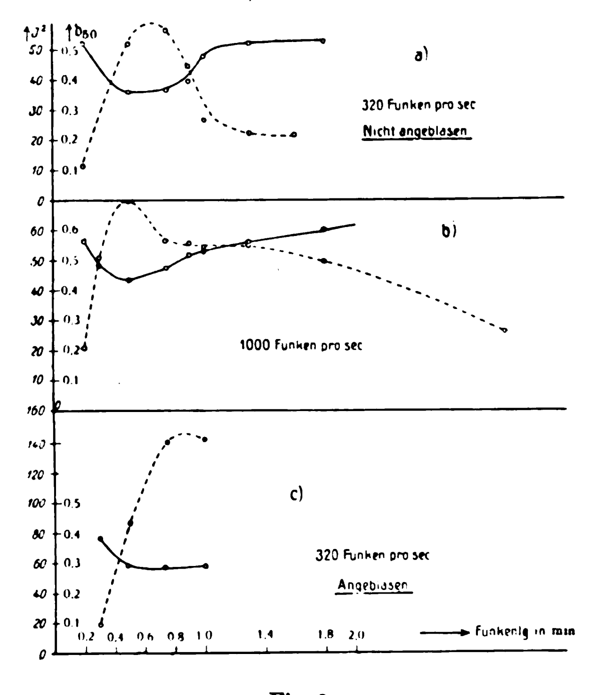


Fig. 3.

Der Resonanzkreis III_b bestand aus einem gewöhnlichen Drehkondensator mit 4 Platten und einem Kupferbandkreis. Durch einen Drahtring war induktiv ein kompensiertes[1]) Thermokreuz gekoppelt. Das Dekrement des Kreises III_b betrug mit Thermokreuz 0,0149.

Die Elektroden der Funkenstrecke bestanden aus Mg-Zylindern. deren vordere Fläche etwa 0,5 cm² groß war. Die Kanten waren gut abgerundet.

1) Vgl. O. Droysen, Jahrb. 7, 153, 1913 u. Ann. 46, 457, 1915.

Einzelfunken. Die bleibende Ionisation nimmt für gleiche Funkenzahlen stark mit wachsender Funkenlänge zu. Mit Vergrößerung der Funkenlänge überwiegt zuerst bei kleinen Funkenlängen die allbekannte Abnahme der Funkendämpfung, dann tritt allmählich die Wirkung der bleibenden Ionisation, die sich in einer Vergrößerung der Dämpfung kundgibt, mehr und mehr in den Vordergrund. Die Dämpfung zeigt daher ein Minimum für eine mittlere Funkenlänge.

Entsprechend zeigt der Resonanzeffekt in einem lose gekoppelten Kreise ein Maximum etwa für die gleiche Funkenlänge, für die das Minimum der Dämpfung auftritt.

Bei wachsender Funkenzahl nimmt die bleibende Ionisation zu und verschiebt das Minimum der Dämpfung nach kleineren Funkenlängen. Beschleunigt man die Entionisation durch ein Gebläse, so erhält man eine Verschiebung des Minimums der Dämpfung nach größeren Funkenlängen. Das Maximum des Resonanzeffekts verschiebt sich entsprechend.[1]) Vgl. Fig. 3.

Die Zunahme des Resonanzeffekts bei Steigerung der Funkenzahl erfolgt durchaus nicht linear mit der Funkenzahl (vgl. Fig. 4).

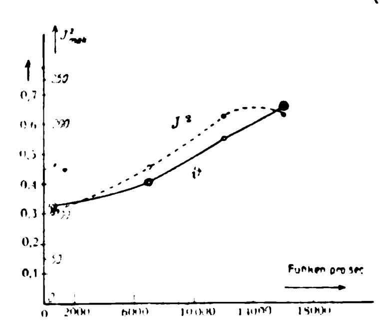


Fig. 4.

Partialfunken. Da innerhalb einer jeden Gruppe von Partialfunken die bleibende Ionisation zunimmt, wird auch die Dämpfung der einzelnen Partialfunken nicht gleich sein, sondern innerhalb jeder Gruppe zunehmen.

Die Resonanzmethode liefert aber nur den Mittelwert aller dieser Dämpfungen.

---

1) Die Kurven sind auf Logorithmenpapier gezeichnet. Vgl. O. Droysen, Jahrb. f. drahtl. Tel. 9, S. 121, 1914.

Die Dämpfung nimmt rascher zu, als es der Funkenzahl bei gleichverteilten Funken entspricht. Bei sehr hohen Partialfunkenzahlen nimmt die Dämpfung den gleichen Wert wie bei gleichverteilten Funken an.

Als wichtigstes Resultat dieses Abschnittes ergibt sich:

Maximale Energie erzielt man in einem lose gekoppelten Kreise bei höherer konstanter Funkenzahl nicht etwa durch Vergrößerung der Funkenlänge, sondern es tritt für eine bestimmte Funkenlänge ein Maximum des Effekts auf.

Der Resonanzeffekt nimmt mit Vergrößerung der Funkenzahl zu, jedoch wesentlich langsamer, als es der proportionalen Zunahme mit der Funkenzahl entspricht. Bei weiterer Steigerung der Funkenzahl (bei 0,4 · 10 Mkfr. über 25000/sec.) tritt plötzlich ein Lichtbogen auf. Dieser ist an der blaßrötlichen Färbung und dem plötzlichen Zurückgehen des Galvanometerausschlages zu erkennen. Ein allmählicher Übergang existiert nicht.

III.

Löschwirkung.

Im Abschnitt III wird die Löschwirkung in gekoppelten Systemen kürzerer Wellenlänge für Ag- und Mg-Elektroden in Hinsicht ihrer praktischen Brauchbarkeit untersucht. Die Frage, wie die Löschwirkung zustande kommt, wird nicht näher besprochen.

Die Versuchsanordnung, bestehend aus Kreis I (Löschkreis), Kreis II (Schwingungskreis), Kreis III (Meßkreis) war die normale Anordnung für Löschfunkenerregung mit induktiver Koppelung. Der Kreis I war identisch mit dem im vorigen Abschnitt verwandten Primärkreis.

Wellenlänge. Der Meßkreis wurde durch vergleichende Resonanzmessungen mit einem Lecherschen Paralleldrahtsystem bestimmt. Da die ursprüngliche Dämpfung des Primärkreises mit Funkenstrecke zu groß war, um scharfe Resonanz zuzulassen, so wurde die Funkendämpfung des Primärkreises durch Parallelschalten eines Moscicikondensators ($1{,}8 \cdot 10^{-5}$ Mkfr.) zur Funkenstrecke herabgesetzt. (Vgl. außerdem O. Droysen, Ann. **46**, S. 466ff. 1915.)

Die Koppelung wurde aus den Frequenzen der Koppelungsschwingungen bestimmt. Bei kleinen Koppelungskoeffizienten führt die Methode nur dann zu genauen Resultaten für die Koppelung, wenn die Dämpfung der beiden Kreise klein und möglichst gleich ist. Das

eben erwähnte Parallelschalten eines Kondensators setzte die Funkendämpfung so weit herab, daß Koppelungen herunter bis zu 2 °/₀ bestimmt werden konnten.

Die Einzeldekremente der Kreise II und III wurden mit Hilfe des im Abschnitt II verwandten Meßkreises nach der Dreikreismethode von Riegger bei reiner Löschwirkung bestimmt:

Eigentlicher Schwingungskreis = 0,0067;
Meßkreis des Abschnittes II = 0,0149;
Meßkreis des Abschnittes III = 0,0085.

Prinzipielles zur Löschwirkung.

Energie. Während man bei den langen Wellen der drahtlosen Telegraphie mit großen Energien arbeitet und demgemäß einen guten Wirkungsgrad zu erzielen versuchen wird, liegt das Schwergewicht bei kürzeren Wellen wegen der an sich geringen Energie auf einer anderen Größe. Hier ist nicht der Wirkungsgrad, sondern die überhaupt in Kreis II erreichbare Energie das Maßgebende.

Reinheit. Außer genügender Energie ist es bei kürzeren Wellen schwierig, rein sinusförmige Schwingungen mit exponentiellem Abfall zu erzielen. Auch bei der Löschfunkenmethode treten leicht noch Reste von Koppelungsschwingungen auf.

Die Reinheit der Löschwirkung kann durch Resonanzmessungen im Tertiärkreis festgestellt werden.

Man erhält dann bei mangelhafter Löschwirkung die bekannten Resonanzkurven mit Resten der Koppelungskurven. Die Dekremente in verschiedenen Höhen geben ganz abweichende Werte, die Kurve ist nicht „normal“.

Eine sehr unangenehme Erscheinung ist es, daß häufig Kurven auftreten, die durch ihren annähernd normalen Verlauf reine Löschwirkung vortäuschen, deren Dämpfung aber zu groß ist.

Der normale Verlauf einer Resonanzkurve ist zwar ein notwendiges, aber nicht hinreichendes Kriterium für reine Löschwirkung.

Die reine Löschwirkung erfordert, daß die Form der Resonanzkurve unabhängig von der Dämpfung des Primärkreises ist, und die freie Dämpfung von II und III zeigt.[1]) Dies ist also in jedem Falle nachzuprüfen.

---

1) Vgl. M. Wien, Ann. d. Phys. **25**, S. 645, 1908.

Ist die Bedingung der Unabhängigkeit vom Primärkreis nicht erfüllt, so liegt keine Löschwirkung vor.

Ebenso soll die Form der Resonanzkurve bei einer Veränderung der Koppelung vom Primär- und Sekundärkreis gleichbleiben.

Nach den geschilderten Grundsätzen wurde die Löschwirkung bei kürzeren Wellenlängen für einfache Verhältnisse untersucht, und zwar für die beiden Elektrodenmaterialien Ag und Mg, die, wie bekannt, bei langen Wellen und geringen Funkenzahlen ein ganz verschiedenes Verhalten der Löschwirkung zeigen.

Konstanz.

Vorwegnehmend sei bemerkt, daß ganz allgemein folgende Punkte wesentlich zur Erzielung guter Konstanz waren.

1. Die Anwendung der Vorschaltwiderstände in den Zuleitungen.

2. Der dauernde Betrieb der Funkenstrecke, so daß sich stationäre Verhältnisse einstellen.

3. Gibt die engere Koppelung (untersucht wurde dies bis zu 17 % Koppelung) eine größere Konstanz. Starke Rückwirkung ist also für das Zustandekommen der Löschwirkung günstig.

Ag-Elektroden.

Die Elektroden bestanden aus Ag-Zylindern von 1 cm Ø. Die ebenen Vorderflächen mit gut abgerundeten Kanten wurden auf Schmirgelpapier poliert, mit Ammoniak gewaschen und mit einem Tuch trocken gerieben. Die Anwendung von Ammoniak erweist sich als besonders vorteilhaft, da gleichzeitig die Fette und Silbersalze gelöst werden. Erst durch diese einfache Maßnahme gelang es, eindeutige und konstante Resultate nach dem Putzen zu bekommen. Jedoch tritt eine andere Schwierigkeit auf.

Wenn der Funkenübergang mit kleiner Stromamplitude stattfindet, wie es stets bei kurzen Wellen, bei langen Wellen für große Selbstinduktion der Fall ist, so bildet sich ein brauner, erhabener Niederschlag aus. Der Funke springt nicht mehr herum, wie er es bei blanken Elektroden tut, sondern bleibt an einer Stelle stehen und frißt sich ein. Die Konstanz der Schwingungen wird ganz schlecht, so daß sich nach einer größeren Zahl von Funken ein Putzen der Elektroden als nötig erwies. Ist die Stromstärke aber groß, so tritt

keine wesentliche Zerstörung der Elektroden auf. Es entstehen nur die bekannten Anlauffarben des Silbers.

Der Konstanz wegen wurde mit Funkenlängen zwischen 0,2 bis 0,7 mm gearbeitet.

Es wurden Resonanzkurven im Meßkreis bei 320 Einzelfunken für verschiedene Koppelungen aufgenommen, dieselben zeigen praktisch gleiche Dämpfung = 0,01600, die gestrichelt eingezeichnet ist (vgl. Fig. 5). Die später beschriebene Löschfunkenmethode liefert aber eine

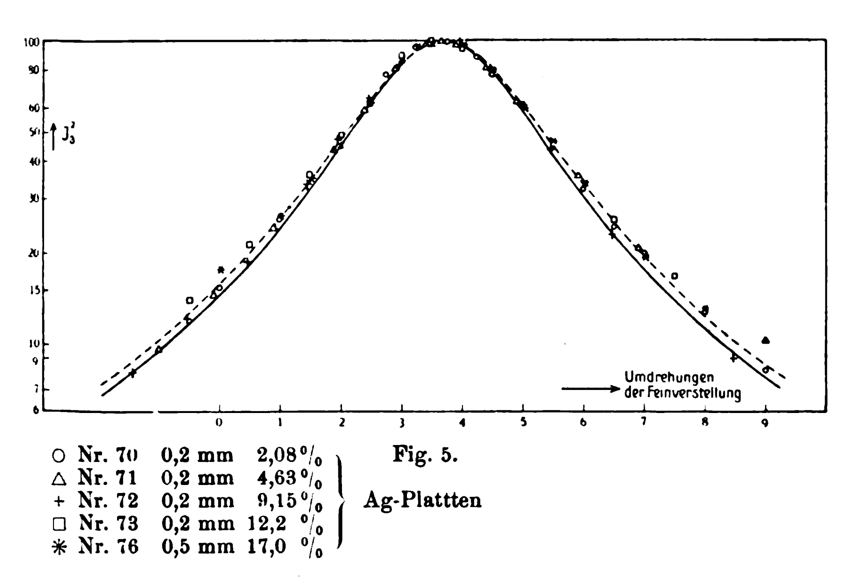


Fig. 5.

kleinere Dämpfung = 0,0152 stark eingezeichnet. Die Kurve für eine Koppelung von 9,15 % nähert sich am meisten der stark gezeichneten Kurve. Es ist also reine Löschwirkung nur für einen Wert der Koppelung vorhanden. Für diese Koppelung tritt auch etwa das Maximum des Effekts im Kreise II auf.

Eine Energiesteigerung durch Erhöhung der Funkenzahl ist nicht möglich, da die Brauchbarkeitsdauer der Elektroden zu stark abgekürzt wird.

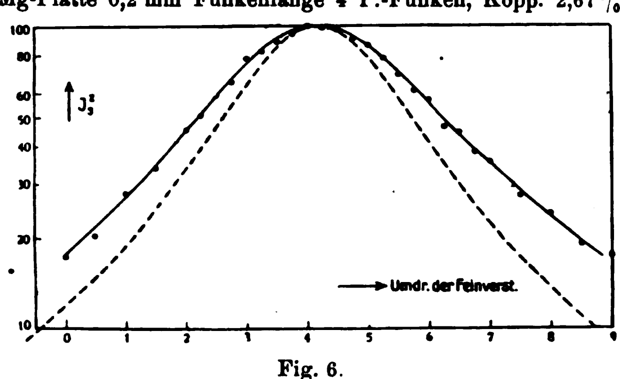
Praktische Brauchbarkeit besitzt diese Methode der Löschfunken mit Ag-Elektroden für kleine Wellenlängen nicht, da die Löschwirkung labil, die Konstanz schlecht, die Lebensdauer kurz, und die Energie recht gering sind.

Mg-Elektroden.

Es wurde daher im folgenden die Löschwirkung von Mg-Elektroden näher untersucht, und zwar insbesondere die Löschwirkung bei hoher Funkenzahl.[1])

Die Elektroden waren die gleichen wie im Abschnitt II. Die Funkenstrecke wurde dauernd im Betrieb gelassen; da aber die Elektrodenbeschaffenheit unverändert blieb, war ein Putzen der Elektroden nicht nötig.

Es wurden Resonanzkurven bei 0,2 mm Funkenlänge und 4 Partialfunken auf 320 Wechsel für verschiedene Koppelungen aufgenommen. Da die Dämpfung mit der Koppelung zunahm, ist keine Löschwirkung vorhanden.



Mg-Platte 0,2 mm Funkenlänge 4 P.-Funken, Kopp. 2,67 %.

Fig. 6.

Die Kurven haben beinahe normalen Verlauf (vgl. z. B. Fig. 6, die richtige Kurve ist gestrichelt eingezeichnet). Erst durch die Veränderung der Koppelung erkennt man, daß keine reine Löschwirkung vorliegt.

Steigert man aber die Partialfunkenzahl, so treten die Reste von Koppelungsschwingungen immer weiter zurück, und man erhält eine normale Resonanzkurve mit richtiger Dämpfung. Es liegt also reine Löschwirkung vor. Schon bei 0,6 mm Funkenlänge und 7 Partialfunken ist von Koppelungserscheinungen nichts mehr zu merken, obwohl die Konstanz noch recht schlecht ist.

Dabei wurde die reine Löschwirkung einmal daraus erkannt, daß die Dämpfung unabhängig von der Koppelung war (vgl. Fig. 7). Bei

1) Vgl. H. Rohmann, Phys. Zeitschr. 12, S. 649, 1911.

unveränderten Verhältnissen im Primärkreis ist nur die Koppelung variiert. Die Dämpfung zeigt einen konstanten Wert. (Die Wellenlängenänderung rührt von den Metallmassen des Primärkreises her.)

Die Form der Resonanzkurven war unabhängig von der Funkenzahl. Letztere wurde zwischen 7 bis ∼ 70 Partialfunken variiert. Es liegt also keinesfalls gesteuerte Löschwirkung vor, wie sie L. Chaffee beobachtet hat.

1. Mg-Platte 0,6 mm 30 P.-Funken, Kopp. 2,0 %
2. Mg-Platte 0,6 mm 30 P.-Funken, Kopp. 10,6 %
3. Mg-Platte 0,6 mm 30 P.-Funken, Kopp. 17,0 %

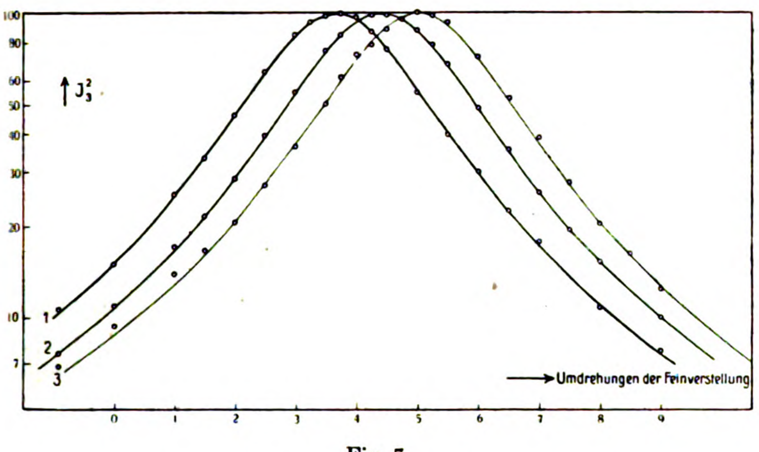


Fig. 7.

Drittens war die Resonanzkurve unabhängig von der Dämpfung des Primärkreises. Trotzdem das Primärdekrement durch Widerstand künstlich um 0,2 erhöht war, blieb die Form der Resonanzkurve dieselbe.

Die reine Löschwirkung war für längere Funken mit geringerer Partialfunkenzahl zu erreichen als für kürzere Funkenlängen, da die bleibende Ionisation mit längeren Funken zunimmt.

Durchweg gab die engere Koppelung eine bessere Löschwirkung und größere Konstanz. Die Untersuchung wurde bis zu einer Koppelung von 17 % ausgedehnt.

Eine Wiederholung der Versuche mit Aufladung der Funkenstrecke durch eine Hochspannungs-Gleichstrommaschine ergab, daß von einer bestimmten Funkenzahl ab reine Löschwirkung vorhanden war.

Konstanz und Energie.

Die allgemeinen Bemerkungen über Konstanz bei Ag-Elektroden behalten auch bei Mg-Elektroden ihre Gültigkeit.

Gleichstromaufladung der Funkenstrecke liefert nicht die gute Konstanz, wie Wechselstromaufladung. Besonders günstig ist es, hochperiodigen Wechselstrom anzuwenden, damit die Pausen zwischen den Partialfunkengruppen nicht zu groß werden und der erste Funke noch genügende Ionisation vorfindet, um Löschwirkung zu liefern.

Die Konstanz bei Mg-Elektroden war erheblich besser wie bei Ag-Elektroden; der Mittelwert des Ausschlages blieb für eine Dauerbelastung von mehreren Stunden bis auf 1—2 % konstant.

Ganz besonders wichtig waren im Falle der Mg-Elektroden die Widerstände in den Zuleitungen zunächst der Funkenstrecke.

Schon bei der Einschaltung von 10 cm langen, 0,1 mm dicken Kupferdrähten zwischen Widerstand und Funkenstrecke, war die Löschwirkung ganz schlecht.

Nach den Resultaten des zweiten Abschnittes ist zu erwarten, daß bei konstanter Funkenzahl für eine mittlere Funkenlänge ein Maximum der auf den zweiten Kreis übertragenen Energie auftritt. Die günstigste Funkenlänge muß in jedem Fall ausprobiert werden. Es ergab sich z. B. für 40 Partialfunken bei 0,5 mm Funkenlänge ein Maximum des Effekts im zweiten Kreise.

Es hat also keinen Zweck, die Funkenlänge über diesen Betrag zu steigern; es nimmt von da an der Effekt doch nur ab. Die Existenz dieses breiten Maximums des Effekts im Kreise II bei einer Veränderung der Funkenlänge bietet große Vorteile. An der Stelle des Maximums wird nämlich der Effekt merklich unabhängig von der Funkenlänge. Kleine Änderungen der Funkenlänge durch Erwärmung der Funkenstrecke oder Abbrand der Elektroden haben also auf die Größe des Effekts einen ganz geringen Einfluß.

Günstig wirkt dabei auch die Partialfunkenzahl, die je nach der Funkenlänge größer oder kleiner ist und damit die Veränderung des Funkenpotentials durch Veränderung der Partialfunkenzahl ausgleicht.

Daher kann man in weiten Grenzen die Funkenlänge variieren und der Effekt im zweiten Kreise bleibt doch der gleiche. Bei 40 Partialfunken und 0,5 mm Funkenlänge ergab eine Änderung der Funkenlänge um 10 % eine Änderung des Effekts von 1 %.

Bei einer Veränderung der Koppelung zeigt sich für eine mittlere Koppelung ein maximaler Effekt im zweiten Kreise.

Zur Erreichung großer Energie ist es zweckmäßig, die Funkenzahl zu steigern; doch ist dies nur bis zu einer bestimmten Grenze möglich, da sonst ein Lichtbogen auftritt. Jedoch steigt die Energie nicht linear mit der Partialfunkenzahl an, sondern infolge der bleibenden Ionisation wird die Zunahme bei größeren Funkenzahlen immer geringer. O. D.

(Eingesandt 14. August 1915.)

Adresse des Autors: Dr. O. Droysen, Kriegsfreiwilliger Unteroffizier aus Jena, z. Zt. Berlin-Friedenau, Albestraße 12.

H. Masing und **H. Wiesinger**, Über Löschvorgänge in Funkenstrecken. (Phys. Ztschr. **15**, 185, 1915.)

Löschvorgänge in Funkenstrecken wurden vom Standpunkte der von H. Th. Simon gegebenen Lichtbogenhysteresistheorie betrachtet und das Zutreffen dieser Betrachtungsweise mit Hilfe einer bis jetzt wenig benutzten Anordnung untersucht, bei der das Löschen durch reine Schwebungen zweier durch dieselbe Funkenstrecke angeregten Schwingungskreise stattfindet.

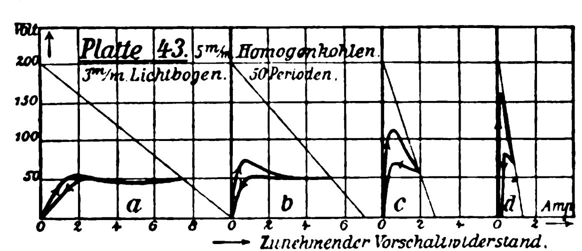


Fig. 1.

Die Versuche von H. Th. Simon[1]) und seinen Schülern über Wechselstromlichtbogen haben nämlich gezeigt, daß der „Zündgipfel" der dynamischen Charakteristik mit abnehmender Stromamplitude und mit abnehmender Frequenz zu höheren Spannungswerten rückt, und

1) H. Th. Simon, Phys. Ztschr. 6, 297, 1905.

zwar um so mehr und um so schneller, je kleiner die Lichtbogenhysteresis ist.

Wird die Stromamplitude bei gegebener Frequenz oder die Frequenz bei gegebener Stromamplitude genügend klein, so reicht die Elektrodenspannung zur Überwältigung des Zündgipfels nicht mehr aus und der Bogen erlischt.

Da eine einzelne Funkenentladung, als ein Wechselstromlichtbogen hoher Frequenz aufzufassen ist, so ist man berechtigt die am Wechselstromlichtbogen gemachten Beobachtungen auch auf die oszillatorische Funkenentladung zu übertragen.[1]) Nimmt die Stromamplitude in der Funkenstrecke ab, so steigt die dynamische Zündspannung (die dem Zündzipfel der dynamischen Charakteristik entsprechende Spannung) und muß bei genügend klein werdender Stromamplitude einen so hohen Wert annehmen, daß sie von der durch den Schwingungsstrom hervorgebrachten Spannung nicht mehr erreicht wird. In diesem Moment erlischt der Funke.

Die zum Erlöschen des Funkens erforderlichen Schwebungen wurden nicht, wie gewöhnlich durch Koppelung, sondern einfach durch Parallelschaltung zweier Schwingungskreise etwas verschiedener Eigenfrequenz hervorgerufen (Fig. 2).

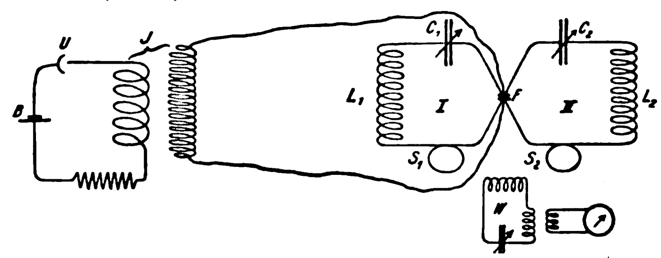


Fig. 2.

B = Batterie. U = Quecksilberunterbrecher. J = Induktor. F = Löschfunkenstrecke. C_1, C_2 = Drehkondensatoren. L_1, L_2 = Selbstinduktionen. W = Wellenmesser.

Im Schwebungsminimum sind die Teilschwingungen in solcher Phase, daß sie nach dem Erlöschen des Funkens in Hintereinanderschaltung ausschwingen müssen. Diese Schwingung ist schwach gedämpft, da die Leitungsbahn rein metallisch ist.

Bei der experimentellen Untersuchung wurden zwei Methoden angewandt. Erstens wurden die bei der Anordnung (Fig. 2) auftretenden

1) D. Roschansky, Phys. Ztschr. 9, 627, 1908.

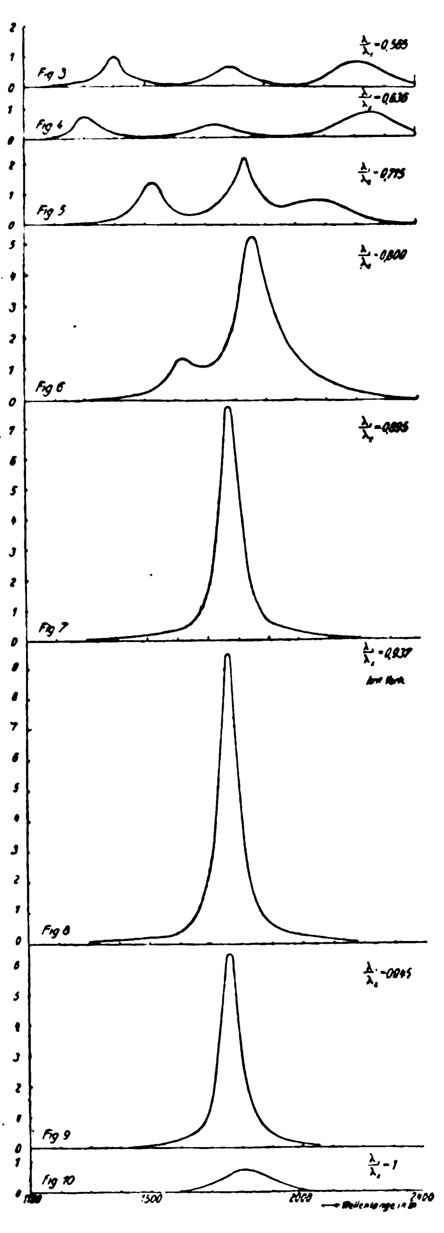
Schwingungen mittels Resonanzkurven untersucht und zweitens wurde der Funke im rotierenden Spiegel (Fig. 11) besehen und photographiert.

Die Resonanzkurven wurden für verschiedene Verhältnisse der Wellenlängen $\frac{\lambda_1}{\lambda_2}$ der beiden Schwingungskreise aufgenommen. Die Resultate sind in den Figg. 3—10 enthalten.

Die Kurven zeigen, daß im allgemeinen drei Schwingungen vorhanden sind. Zwei stark gedämpfte mit den Eigenfrequenzen der Kreise I und II und eine schwach gedämpfte, die die Frequenz des Kreises besitzt, der durch Hintereinanderschaltung der Kreise I und II entsteht. Die eine stark gedämpfte Schwingung ist nur im Kreise I, die andere nur im Kreise II zu konstatieren, die schwach gedämpfte dagegen in beiden Kreisen gleichzeitig.

Die Intensität der schwach gedämpften Schwingung steigt mit wachsendem Verhältnis $\frac{\lambda_1}{\lambda_2}$, erreicht bei einem bestimmten Verhältnis ein Maximum, nimmt dann wieder ab und erreicht beim Verhältnis 1 den Wert Null.

Die Photographie des Funkens (Fig. 12) wurde auf die Weise erhalten, daß, während



Figg. 3—10.

das Verhältnis $\frac{\lambda_1}{\lambda_2}$ variiert wurde, die photographische Platte am Spalt vorbeigeführt wurde. Die einzelnen Funkenbilder entsprechen also verschiedenen Verhältnissen $\frac{\lambda_1}{\lambda_2}$.

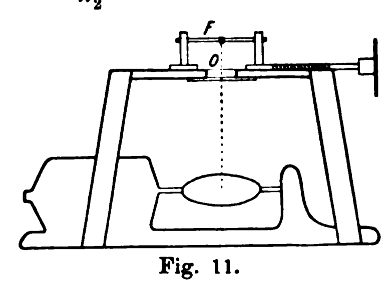


Fig. 11.

Aus diesen Bildern sieht man, daß der Funke mit wachsendem Verhältnis $\frac{\lambda_1}{\lambda_2}$ (von links nach rechts) nach immer weniger Schwebungen abreißt. Beim Verhältnis ca. $^3/_4$ sind vier, dann drei, zwei und endlich nur eine Schwebung zu sehen. Bei weiter steigendem Verhältnis wird der die eine Schwebung darstellende Strich immer länger und erreicht beim Verhältnis 1 seine größte Länge. Das Verhältnis, bei dem diese eine Schwebung am kürzesten ist, deckt sich genau mit dem Verhältnis, bei dem die Intensität der schwach gedämpften Schwingung ein Maximum ist.

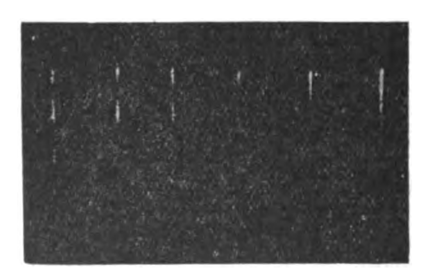


Fig. 12.

Diese Versuche lassen sich in der Tat durch die Simonsche Theorie des Wechselstromlichtbogens zwanglos deuten. Man hat sich danach den Schwingungsvorgang folgendermaßen vorzustellen:

Die gleichzeitig durch den Funken erregten Schwingungskreise I und II schwingen zunächst unbeeinflußt voneinander mit ihren Eigen-

frequenzen. Sind die Frequenzen der beiden Kreise etwas verschieden, so bilden sich in der Funkenstrecke durch Übereinanderlagerung der beiden Schwingungsströme Schwebungen, deren Frequenz durch die Differenz der Eigenfrequenzen bedingt ist.

Durch das Abnehmen der Stromamplitude während der Schwebung wird die dynamische Zündspannung erhöht. Im Schwebungsminimum hat die dynamische Zündspannung ein Maximum, die durch den Schwingungsstrom hervorgebrachte Spannung ein Minimum. Im

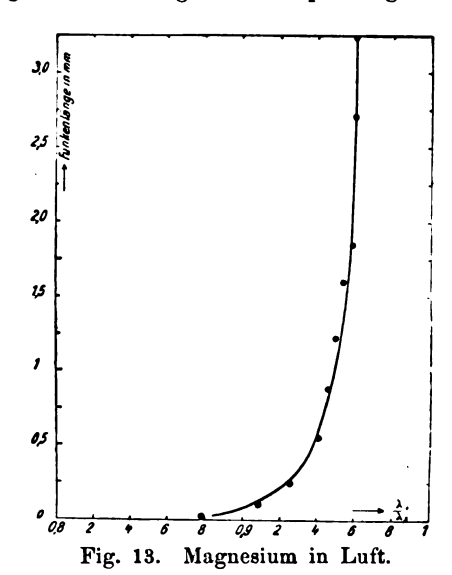


Fig. 13. Magnesium in Luft.

Schwebungsminimum sind also die günstigsten Verhältnisse zum Erlöschen des Funkens. Da die Schwingungen I und II gedämpft sind, so werden die Verhältnisse zum Erlöschen von einem Schwebungsminimum zum nächsten immer günstiger. Erlischt der Funke nicht während des ersten Schwebungsminimums, so tut er das während eines der nächsten.

Das Wachsen der dynamischen Zündspannung erfolgt aus zwei Gründen bei langsamen Schwebungen rascher, als bei kurzen. Einmal ist die Stromamplitude im Schwebungsminimum bei langsamen Schwebungen kleiner und zweitens ist das Stromminimum zeitlich ausgedehnter, also kommen die entionisierenden Einflüsse (Wärmeableitung, Wiedervereinigung der Ionen usw.) besser zur Geltung. Eben das drückt sich durch das von H. Th. Simon beobachtete Wachsen der Zünd-

spannung bei sinkender Frequenz aus. Ersetzt man den Begriff Schwingungsfrequenz durch Schwebungsfrequenz, so kann man die Simonschen Ergebnisse direkt auf die Vorgänge im Funken beziehen.

Die Bedingungen zum Löschen werden also durch Vergrößerung des Verhältnisses $\frac{\lambda_1}{\lambda_2}$ verbessert, das Löschen erfolgt nach immer weniger Schwebungen, schließlich gleich bei dem ersten Schwebungsminimum; hier hat die Intensität der schwach gedämpften Schwingung ein Maxi-

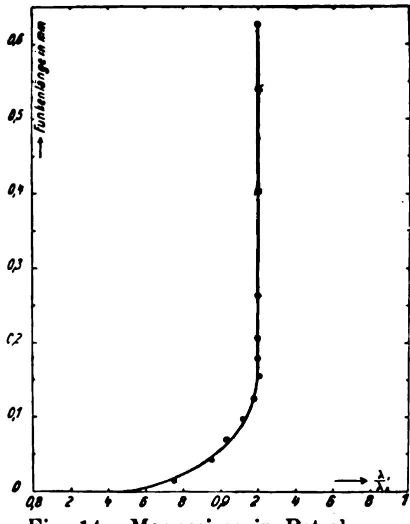


Fig. 14. Magnesium in Petroleum.

mum. Vergrößert man $\frac{\lambda_1}{\lambda_2}$ noch mehr, so wird die Intensität der schwach gedämpften Schwingung wieder kleiner, weil sie immer später und später einsetzt, zu einer Zeit, wo schon ein immer größerer Teil der Energie im Funken verzehrt ist. Beim Verhältnis 1 kommen schließlich überhaupt keine Schwebungen, also auch keine schwach gedämpfte Schwingung mehr zustande.

Das Verhältnis, bei dem die Intensität der schwach gedämpften Schwingung ein Maximum ist (kritisches Verhältnis), wurde weiter als Funktion der Funkenlänge untersucht. Bei allen Metallen steigt das kritische Verhältnis mit wachsender Funkenlänge dauernd an; nähert sich aber assymptotisch einem gewissen Grenzwert (0,96 in Luft), der bei allen Materialien denselben Wert zu haben scheint. Von einem

gewissen Verhältnis $\frac{\lambda_1}{\lambda_2}$ werden also beliebig lange Funken gelöscht. Leider treten einer Untersuchung in Luft solche experimentelle Schwierigkeiten entgegen, daß bei den meisten Materialien nur der allgemeine Verlauf zu verfolgen ist. Nur bei Magnesium ließen sich vollständig einwandfreie Kurven aufnehmen.

Versuche mit Funkenstrecken in Petroleum lieferten ähnliche Kurven, nur ist der Grenzwert nach dem kleineren kritischen Verhältnis $\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = (0{,}92)$ verschoben.

Diese Versuche haben nebenbei das überraschende Resultat gegeben, daß auch lange Funkenstrecken ohne jegliche Hilfsmittel (wie z. B. Wiensche Löschröhre, oder Hilfsfunkenstrecken von Seibt) durch reine Schwebungslöschung schwach gedämpfte Schwingungen erzeugen können. Die reine Schwebungslöschung besitzt nämlich gegenüber der Wienschen Löschfunkenmethode den prinzipiellen Vorteil, daß die schwach gedämpfte Schwingung keine Spannung an der Funkenstrecke hervorbringt.

Zum Schluß sei erwähnt, daß die Anordnung auch rein technische bisher noch ungenutzte Vorteile besitzt. Die Methode gestattet nämlich beliebig lange Funkenstrecken bei beliebig großer Funkenzahl beliebig lange zu betreiben, ohne daß Lichtbogenbildung beobachtet werden konnte. Sie eignet sich daher für den Tonsenderbetrieb.

(Eingesandt 14. Juni 1915.)

Adresse des Autors: Göttingen, Hainholzweg 12.

J. Stone Stone, New York. Der Funkenwiderstand und sein Einfluß auf den Verlauf elektrischer Schwingungen. (Proceedings of the Institute of Radio Engineers; Vol. 2, Nov. 4, 1914.

Wird ein Kondensator mit der Kapazität C auf die Spannung V_0 aufgeladen und sodann über eine Selbstinduktion L und einen damit in Serie liegenden Widerstand R entladen, so verläuft der Entladestrom periodisch, solange $\frac{R^2}{4L^2} < \frac{1}{CL}$, und zwar ist die Gesetzmäßigkeit des Stromverlaufes nach Thomson durch die Formel gegeben:

$$i = Q_0 \frac{\omega^2 + \alpha^2}{\omega} e^{-\alpha t} \sin \omega t \tag{1}$$

Hierin bedeutet wie bekannt:

$$Q_0 = C V_0$$

$$\alpha = \frac{R}{2L}$$

und

$$\omega^2 = \frac{1}{CL} - \alpha^2 = \omega_1^2 - \alpha^2$$

Nach dieser Formulierung ist zwischen zwei Periodizitäten resp. Frequenzen des Kreises zu unterscheiden, und zwar ist:

1. $\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{CL}}$ die allein durch die Größenwerte der Koeffizienten L und C bestimmte Frequenz, also jene mit der eine periodische elektromotorische Kraft auf den betreffenden Kreis einzuwirken hätte, damit der in diesem Kreise — bei Fehlen irgendwelcher anderer, ihm Energie entziehenden Strombahnen — hervorgerufene Strom infolge Resonanz ein Maximum wird.

2. $\omega = \sqrt{\omega_1^2 - \alpha^2}$ ist die „natürliche" oder „Eigenfrequenz" eines Kreises mit dem Koeffizienten L und C und dem Widerstande R.

Diese Frequenz stellt sich im Ausgleichszustande stets dann ein, wenn ein schwingungsfähiger Kreis zum Schwingen veranlaßt, „angestoßen", dann aber plötzlich sich selbst überlassen wird.

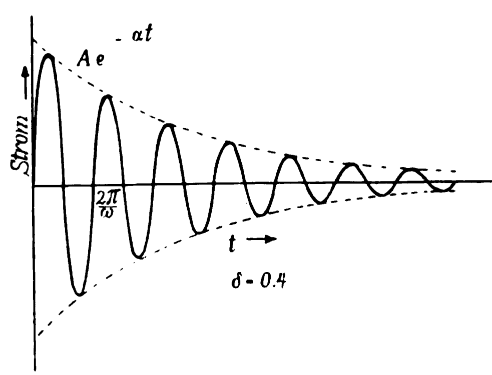


Fig. 1.

In Fig. 1 ist der Vollständigkeit halber dieser Vorgang, also das zeitliche Abklingen einer elektrischen Schwingung graphisch dargestellt.

Die Amplituden des Stromes nehmen gemäß dem „Dämpfungsfaktor“ $k = e^{-at}$ nach einer Exponentialkurve ab.

Die Übereinstimmung zwischen theoretischem und physikalischem Verlaufe einer abklingenden Schwingung ist dann eine vollkommene, wenn die Bedingung der zeitlichen Konstanz der Widerstandsglieder L, C und R während der ganzen Dauer des Ausgleichszustandes — auf dieser Voraussetzung baut sich eben die Ableitung vorstehender Schwingungsformel auf — wirklich erfüllt ist.

Während dies für die Koeffizienten L und C mit wohl meist großer Annäherung der Fall ist, kann im Falle eines durch einen Entladungsfunken zum Schwingen veranlaßten Kreises, also eines Funkenkreises, die Bedingung konstanten Ausgleichswiderstandes R infolge der Variabilität des Funkenwiderstandes überhaupt nur annähernd erfüllt sein, und zwar dann nur, wenn der Widerstand der metallischen und dielektrischen Leitungsbahn hoch genug ist im Verhältnis zu den, wie gesagt, während des Ausgleiches auftretenden Änderungen des Funkenwiderstandes.

Solange der Widerstand des Funkens den Kreis beherrscht, kann infolgedessen die Thomsonsche Formel nicht mehr gelten, d. h. praktisch: die Stromamplituden nehmen nicht mehr nach dem Faktor e^{-at}, also nicht mehr exponentiell ab.

Zahlreiche angestellte Versuche über den Geltungsbereich der Thomsonschen Formel haben nun übereinstimmend das Resultat ergeben, daß bezüglich der Gesetzmäßigkeit des Amplitudenabfalles von Entladungsschwingungen ein wesentlicher Unterschied besteht zwischen Kreisen einerseits mit relativ geringer Eigenfrequenz und andererseits solchen mit hoher Eigenfrequenz, also solchen Kreisen, wie sie gerade zu Zwecken der drahtlosen Telegraphie Anwendung finden.

Während nämlich bei Kreisen mit niedriger Eigenfrequenz die Amplituden in der Tat exponential abnehmen, so daß die Übereinstimmung mit der Theorie bei einem hohen Grade von Genauigkeit erfüllt ist, klingen in hochfrequenten Funkenkreisen die Schwingungen nach einem ausgesprochen linearen Gesetze ab.

Der physikalische Unterschied zwischen nieder- und hochfrequenten Schwingungskreisen liegt nun — ganz abgesehen von der für diese Erscheinung als Grund nicht in Betracht kommenden außerordentlichen Verschiedenheit der Größenwerte der Koeffizienten L und C — darin, daß niederfrequente Funkenkreise stets solche sind mit relativ geringem Funkenwiderstand und dagegen hohem — konstanten — Kreiswider-

stand, während hochfrequente Funkenkreise gerade durch die entgegengesetzten Verhältnisse charakterisiert sind.

Damit steht in Zusammenhang, daß niederfrequente Funkenkreise stets solche sind mit dominierendem konstanten Widerstand, während Funkenkreise mit hoher Eigenfrequenz sich infolge des dominierenden Funkenwiderstandes durch eine mehr oder weniger hohe Labilität des Gesamtausgleichswiderstandes auszeichnen.

Man denke sich zwei Funkenkreise I und II, deren erster auf die Frequenz $\omega_I = 6{,}28 \cdot 10^3$ abgestimmt ist, was einer Periode von 1000 entspricht, während die Frequenz des Kreises II $6{,}28 \cdot 10^6$ betragen solle, also seine Eigenperiode $1 \cdot 10^6$. Ferner seien die Koeffizienten L_I und C_I tausendmal größer als die entsprechenden L_{II} und C_{II}.

Soll nun in beiden Fällen die Schwingungsenergie dieselbe sein, also auch die aufzuladenden Elektrizitätsmengen Q_{0I} und Q_{0II}, so muß gelten:

$$C_I\, V_{0I}^2 = C_{II}\, V_{0II}^2$$

Hieraus folgt sofort, daß da $\frac{C_I}{C_{II}} = 1000$ sein soll, die Einsatzspannung $V_{0I} = 31{,}6\ V_{0II}$ sein muß.

Bei einer gewissen verlangten Schwingungsenergie müsse nun die zur Ladung der Kapazität des niederfrequenten Kreises nötige Einsatzspannung $V_{0I} = 1000$ Volt betragen.

Die Einsatzspannung des hochfrequenten Kreises V_{0II} muß dann unter gleicher energetischer Vorbedingung 31600 Volt betragen.

Während nun zur Ausbildung einer Einsatz- resp. Durchschlagspannung von 1000 Volt eine ganz außerordentlich kurze Funkenstrecke von wenigen Bruchteilen eines Millimeters nötig ist, bedingt eine Einsatzspannung von 31600 Volt bereits die recht beträchtliche Funkenstreckenlänge von etwa 10 mm bei einem Durchmesser der kugelförmigen Elektroden von 20 mm.

Was nun die Kreiswiderstände R_I und R_{II} der verglichenen Kreise anbelangt, also die stets in L_I und C_I resp. L_{II} und C_{II} steckenden energieverzehrenden Widerstandskomponenten, so läßt sich leicht zeigen, daß im allgemeinen Falle der Widerstand R_I nicht unbeträchtlich höher ist, als der Widerstand R_{II}.

Da die Selbstinduktion L_I tausendmal größer sein soll als L_{II}, wird man eine annähernd 316mal größere Windungszahl für L_I anzuwenden haben, was bei gleichem Windungsdurchmesser und Drahtquerschnitt einem 31,6mal höherem Dämpfungswiderstand der Spule II entspricht.

Auch der Dämpfungswiderstand der Kapazität des niederfrequenten Kreises wird sich, gleiches dielektrisches Material und gleiche dielektrische Beanspruchung vorausgesetzt, wenn nicht in diesem Maße, so doch merkbar höher stellen.

Bekanntlich ist der Dämpfungswiderstand einer Kapazität

$$R_C = \frac{\operatorname{tg} \Theta}{\omega C}$$

wo Θ der „Verlustwinkel" ist, der von der dielektrischen Beanspruchung und der Frequenz abhängt.

Für die beiden verglichenen Kreise ist nun nach Annahme $\omega_I C_I = \omega_{II} C_{II}$, der Nenner in obiger Gleichung für beide Fälle also gleich.

Der Zähler tg Θ ist im Falle gleicher dielektrischer Beanspruchung nur von der Frequenz abhängig, also im Falle des hochfrequenten Funkenkreises — da tg Θ mit der Frequenz abnimmt — kleiner als im anderen Falle. Hieraus folgt der schon angedeutete charakteristische Unterschied zwischen hoch- und niederfrequenten Funkenkreisen:

1. Niederfrequente Funkenkreise, dadurch gekennzeichnet, daß der Anfangswiderstand, und damit die Widerstandslabilien des Funkens während des Ausgleiches, vernachlässigbar oder doch klein bleiben gegen den als konstant anzusehenden Kreiswiderstand.

2. Hochfrequente Kreise dadurch ausgezeichnet, daß der konstante Kreiswiderstand stets zurücktritt gegenüber dem Funkeneinsatzwiderstand und Widerstandsänderungen des Funkens während des Ausgleiches.

In Zusammenhang damit steht die bereits geschilderte Übereinstimmung zwischen theoretischem und physikalischem Ausgleichsverlauf bei niederfrequenten Funkenkreisen und andererseits die entsprechenden Abweichungen in hochfrequenten Kreisen.

Stone Stone geht dann auf eine Methode zur experimentellen Ermittelung des Amplitudenabfalles.

Das Feld einer vom oszillatorischen Entladestrom durchflossenen Spule wirkt ablenkend auf das Kathodenstrahlenbündel einer senkrecht zur Spule fest orientierten Braunschen Röhre, und zwar so, daß der in abgelenktem Zustande des Strahlenbündels auf dem Schirm der Röhre entstehende Leuchtfleck zu einer geraden zur Spulenachse senkrechten Linie ausgezogen wird, welche auf eine hinter dem Schirme aufgestellte photographische Platte hauptsächlich an allen den Stellen einwirkt, wo die Geschwindigkeit des pendelnden Lichtbündels ein



Minimum ist, also überall da, wo die Elongationen des ersteren ein Maximum sind. Die auf der Platte entstehenden dunkleren — also auf dem Positiv helleren — Stellen geben somit in ihrer Entfernung von der Mitte ein Maß der aufeinanderfolgenden Amplituden in die Hand. In Fig. 2 ist das photographische Bild der Strahlenbündelschwingungen mit den gut erkenntlichen Maximalelongationen gegeben.

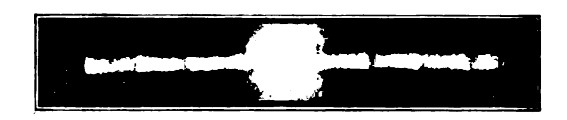


Fig. 2.

Die Methode hat allerdings den Nachteil, daß sie, wie man schon aus Fig. 2 ersehen kann, über das Verhalten des oszillatorischen Ausgleiches in nächster Nähe seines völligen Ausklingens, also über die Größe der unterdessen sehr klein gewordenen Stromamplituden, keinen Aufschluß mehr zu geben vermag, da das Bild nach der Mitte zu recht undeutlich und verschwommen wird. Auf der anderen Seite bleibt zu bedenken, daß für das Verhalten des Funkenkreises, nahe vor dem völligen Abklingen vom praktischen Standpunkte aus kein Interesse mehr bestehen wird, da, schon, wenn die Amplituden auf den fünften Teil der Anfangsamplitude gefallen sind, die im Kreise noch vorhandene Energie nurmehr 4 % der Energie des ganzen Schwingungsimpulses beträgt.

Es leistet übrigens auch ein Glimmlichtoszillograph mit rotierendem Spiegel wie ihn die Firma H. Boas in Berlin herstellt, zu solchen Untersuchungen ausgezeichnete Dienste.

In Fig. 3 und 4, Kurve I, ist der zeitliche Amplitudenabfall eines hochfrequenten Funkenkreises dargestellt (die Figuren sind dem Werke entnommen: Zenneck, Leitfaden der drahtlosen Telegraphie, § 11, Kap. 1). Die Figuren lassen unzweideutig die hohe Tendenz zu einem linearen Amplitudenabfall in hochfrequenten Schwingungskreisen erkennen.

Während in Fig. 3 die Amplituden völlig linear abnehmen, zeigt die Charakteristik der Fig. 4 eine kleine Krümmung nach oben während der ersten beiden Schwingungen, also wiederum einen schwachen Ansatz zu exponentiellem Amplitudenverlauf. Dieses Verhalten erklärt sich daraus, daß in diesem Falle dem Kreise noch ein fester Widerstand von 80 Ω zugefügt wurde.

Verläuft in einem Funkenkreise der Abfall der Amplituden linear, so kann man diese Gesetzmäßigkeit derselben durch die einfache lineare Zeitfunktion: $(A_1 - B_1\, t)$ darstellen. Hierin ist A die Amplitude der

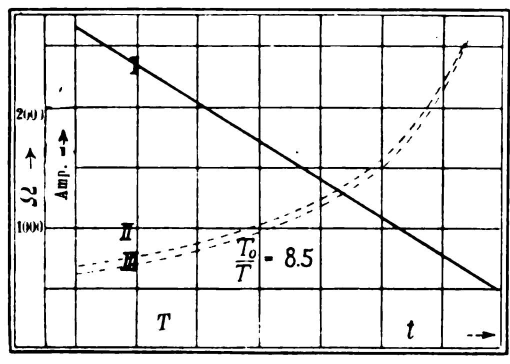


Fig. 3.

ersten Halbschwingung, während B ein während des ganzen Ausgleiches konstanter und nur von den Dämpfungsverhältnissen abhängiger Maßfaktor ist für die Geschwindigkeit des Abklingens.

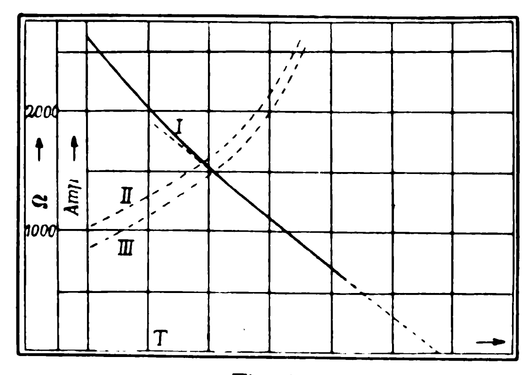


Fig. 4.

Der Ausdruck $(A_1 - B_1\, t)$ tritt hiermit an Stelle des exponentiellen Faktors $e^{-\alpha t}$ der Thomsonschen Formel. Allerdings ist die Formulierung $(A_1 - B_1\, t)$ für die Amplitudenwerte theoretisch nicht völlig korrekt, wennschon sie, vor allem für die Praxis, genügend genaue Werte liefert, so daß sie angesichts ihrer Einfachheit vor einer völlig exakten Darstellung den Vorzug verdient.

Es wurde nämlich im Ausdruck $(A_1 - B_1 t)$ dem Faktor A_1 die Bedeutung des Wertes der Anfangsamplitude beigelegt. Dies ist nun insofern inkorrekt, als ja die Zeitzählung bei $t = 0$ beginnt, also zu einer Zeit, wo i ebenfalls noch Null ist; es bedarf vielmehr der Strom einer gewissen Zeit bis er auf den ersten Maximalwert gestiegen ist, und zwar wird dies nach der Zeit $t = \frac{T}{4}$ geschehen sein, wo T die Dauer einer vollen Schwingung ist.

Zu dieser Zeit ist nun aber der Strom nicht etwa gleich A, sondern:

$$i_{t=\frac{T}{4}} = \left(A_1 - B_1 \frac{T}{4}\right)$$

Die erste Stromamplitude ist somit stets kleiner als A, und zwar ist der Unterschied, also der durch die vorliegende Formulierung begangene Fehler um so größer, je größer das lineare Dekrement B_1 des Kreises ist.

Akzeptieren wir entgültig die Formulierung $(A_1 - B_1 t)$, so läßt sich der oszillatorische Entladestrom zu irgendeinem bestimmten Zeitmoment darstellen durch die Funktion:

$$i = (A_1 - B_1 t) \sin \omega' t \tag{2}$$

Bezüglich der Größen A_1, B_1 und ω' sei keine andere grundlegende Annahme gemacht, als jene, daß sie weder Funktionen der Zeit t, noch solche des Stromes i seien. Die Differentialgleichung eines Schwingungskreises lautet:

$$L \frac{d i}{d t} + \frac{1}{C} \int i \, d t + i R = 0 \tag{3}$$

Hierin den Ausdruck von i nach Gleichung (2) eingesetzt ergibt:

$$\left(\omega' L - \frac{1}{\omega' C}\right)(A_1 - B_1 t) \cos \omega' t + \left\{R(A_1 - B_1 t) - B_1 \left(L + \frac{1}{\omega' C}\right)\right\} \sin \omega' t = 0 \tag{4}$$

Für alle Werte von t, welche $\sin \omega' t$ zum Verschwinden bringen, erhält man leicht:

$$\omega' L = \frac{1}{\omega' C}$$

oder:

$$\omega'^2 = \frac{1}{C \cdot L} = \omega_1^2 \tag{5}$$

Mit dieser Formel ist ein sehr charakteristisches Merkmal von Funkenkreisen mit linearem Dekrement ausgesprochen, nämlich: die Funkenkreise mit linearem Dekrement haben eine von ihrem Widerstande unabhängige Eigenfrequenz im Gegensatz zu Kreisen mit logarithmischen Dekrementen, bei denen die natürliche Frequenz durch die bekannte Bedingung gegeben ist:

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{CL} - \frac{R^2}{4L^2}}$$

Für alle Zeitwerte t, die $\cos \omega' t$ zum Verschwinden bringen, ist nach Gleichung (4):

$$R(A_1 - B_1 t) = B_1 \left(L - \frac{1}{\omega'^2 C}\right) \tag{6}$$

Oder nach Gleichung (5):

$$R = \frac{2 B_1 L}{A_1 - B_1 t} \tag{7}$$

Dies in Werte gefaßt sagt aus, daß der Funkenwiderstand sich umgekehrt proportional mit den Amplituden des abklingenden Stromes ändert.

Es sind nunmehr die Konstanten A_1 und B_1 zu bestimmen.

1. Offenbar ist $B_1 = A_1 \cdot \frac{1}{T_0}$, wo T_0 die Zeit vom Beginn einer Schwingung bis zu ihrem völligen Erlöschen, also die „Impuls"dauer, bedeutet.

Danach wäre Gleichung (2) in der neuen Form zu schreiben:

$$i = A_1 \left(1 - \frac{t}{T_0}\right) \sin \omega_1 t \tag{8}$$

Schließlich kann A_1 entweder aus der Beziehung:

$$Q_0 = \int i \, dt$$

oder jener:

$$\tfrac{1}{2} C V_0^2 = \int_0^{T_0} i^2 R \, dt$$

leicht bestimmt werden.

Die Auswertung des Integrals nach Substitution der Gleichung (8) liefert die Formel $A_1 = Q_0 \omega_1$, und zwar gilt jene, solange $\frac{2 T_0}{T}$ eine ganze Zahl ist, d. h. solange die Oszillation gerade dann zum Erlöschen kommt, wenn der Strom an und für sich Null ist. Solange dies nicht

der Fall ist, solange also das Erlöschen zu einem Zeitmomente eintritt, in welchem der Strom entsprechend seiner Frequenz dann nicht Null wäre, wenn das Erlöschen nicht einträte, wäre, wie sich leicht zeigen läßt, A_1 etwas größer wie $Q_0 \omega_1$. Allerdings bleibt die Differenz stets klein, selbst bei hoher Dämpfung oder, was schließlich dasselbe ist, wenn der Quotient $\frac{T_0}{T}$, der gleich der Zahl der vollen Schwingungen während eines Impulses ist, nicht groß ist. Wir erhalten somit für den Strom die vollständige Formel:

$$i = Q_0 \omega_1 \left(1 - \frac{t}{T_0}\right) \sin \omega_1 t \tag{9}$$

Bezeichnen wir schließlich mit R_0 den Widerstand zur Zeit $t = 0$, so erhalten wir für T_0 die Bezeichnung:

$$T_0 = \frac{2L}{R_0}$$

so daß die Gleichung (9) auch zu schreiben ist:

$$i = \frac{Q_0}{\sqrt{CL}} \left(1 - \frac{R_0 t}{2L}\right) \sin \frac{t}{\sqrt{CL}} \tag{10}$$

Um noch einmal zusammenzufassen, bedeutet hierin $\frac{Q_0}{\sqrt{CL}}$ die Anfangsamplitude; $\frac{1}{\sqrt{CL}}$ die Eigenfrequenz des Kreises und endlich $\left(1 - \frac{R_0 t}{2L}\right)$ den Faktor der Amplitudenabnahme.

Der hervorspringende Unterschied zwischen Funkenkreisen mit logarithmischem Dekrement und solchen mit linearem ist nun der, daß bei den ersteren das Verhältnis zweier aufeinander folgender Amplituden konstant ist, so daß, wenn J_n und J_{n+1} zwei solcher aufeinander folgender Maximalstromwerte sind, gilt:

$$\frac{J_{n+1}}{J_n} = e^{-\alpha T} \tag{11}$$

wo $e^{-\alpha T}$ der Dämpfungsfaktor ist, während dagegen bei allen Kreisen mit linearem Dekrement die Differenz $[J_{n+1} - J_n]$ konstant ist, und zwar:

$$[J_{n+1} - J_n] = A_1 \frac{T}{T_0} \tag{12}$$

wo $\frac{T_0}{T}$ einfach die Anzahl der ganzen Schwingungen per Impuls ist. Danach ist $k = \frac{T}{T_0}$ der Dämpfungsfaktor von Kreisen mit linearem Dekrement.

Ein weiterer Unterschied zwischen den beiden Gattungen von Schwingungskreisen ist der, daß, während bei Kreisen mit logarithmischem Dekrement ein periodischer Ausgleich nur solange möglich ist, als gilt $R < 2\sqrt{\frac{C}{L}}$, in Kreisen mit linearem Dekrement der Ausgleich dann schon aperiodisch wird, wenn:

$$R < \frac{2}{\pi}\sqrt{\frac{C}{L}}$$

Fig. 5.

Der Hauptunterschied zwischen den beiden Arten von Funkenkreisen liegt aber darin, daß bei Kreisen mit konstantem Ausgleichswiderstand die Amplituden theoretisch zwar mit der Zeit mehr oder weniger rasch kleiner werden, jedoch erst in der Unendlichkeit zum wirklich völligen Ausklingen kommen, d. h. zu Null werden, während bei Funkenkreisen mit linearem Dekrement die Schwingungen auch theoretisch innerhalb endlicher Zeitwerte den Wert Null erreichen, und zwar nach der wohldefinierten, vom Einsetzen der Schwingungen ab gerechneten Zeit T_0; oder, was auf das gleiche herauskommt, nach der wohldefinierten Anzahl ganzer Schwingungen $\frac{2\,T_0}{T}$.

Diese Tatsache ist auch von rein theoretischem Standpunkte aus, nämlich für die rechnerische Analyse der Schwingungen, von großer Bedeutung, angesichts der Möglichkeit, — der sich bei Kreisen mit logarithmischem Dekrement ganz außerordentliche Schwierigkeiten entgegenstellen — unter Aufwand relativ recht einfacher mathematischer Hilfsmittel den ganzen Stromverlauf während einer beliebig langen Reihe aufeinander folgender Funken resp. Schwingungsimpulse analytisch durch eine Fouriersche Reihe darzustellen.

Bedeutet nämlich T_1 den Zeitabstand zweier Impulse oder den reziproken Wert der Impulsfrequenz, so ist:

$$i = \sin \omega_1 t \sum_{\lambda=1,2,3\ldots}^{\lambda=\infty} a_\lambda \sin \frac{\lambda \pi}{T} t \tag{14}$$

wo:

$$a_m = 2 \frac{A_1}{\lambda \pi} \left(1 - \frac{T_1}{\lambda \pi T_0} \sin \frac{\lambda \pi T_0}{T_1}\right)$$

Die Berechnung des in einem sekundären, lose gekoppelten Resonanzkreise fließenden Stromes wird nach dieser Formulierung verhältnismäßig einfach[1]) und ebenso die Interpretation der Angaben eines im Funkenkreise oder in einem lose gekoppelten Resonanzkreise liegenden Wechselstrominstrumentes.

Die Auswertung obiger Reihe (14) wird zwar dann etwas verwickelt und mühevoll, wenn $\frac{T_1}{T_0}$ keine ganze Zahl ist und wenn T_1 groß ist im Verhältnis zu T_0, besondere Schwierigkeiten treten aber auch in diesem Falle nicht auf bei der Interpretation des Ausschlages eines im Funkenkreise selbst liegenden Meßinstrumentes, da solange $T_0 < T_1$, solange also kein Ineinanderhineinfließen der einzelnen Impulse eintritt, die Angaben des Instrumentes einfach proportional der Funkenfrequenz $\frac{1}{T_1}$ sind.

Man kann deshalb die Berechnung unter der Annahme durchführen: $\frac{T_0}{T_1} = 1$ und hat dann nur die Angaben des Ampere- oder Voltmeters mit $\frac{T_1}{T_0}$ zu multiplizieren.

---

1) Strom und Stromeffekt in Resonanzkreisen bei der Annahme geradlinigen Amplitudenabfalles im Primärkreise. Verh. d. D. phys. Ges. **15/16**, 753, 1913.

Wenn $\frac{T_1}{T_0} = 1$, so lautet die obige Reihe (14):

$$i = \frac{2A_1}{\pi} \sin \omega_1 t \sum_{\lambda=1,2,3,..}^{\lambda=\infty} \frac{1}{\lambda} \sin \frac{\lambda \pi}{T_1} t \tag{15}$$

Diese Reihe konvergiert aber sehr rasch.

Doch nun zurück zu Figg. 3 und 4, in denen der zeitliche Abfall der Amplituden durch die Kurven I dargestellt wurde.

Die Kurven II stellen den totalen Ausgleichswiderstand des Funkenkreises dar, während die Kurven III den zeitlichen Verlauf des Funkenwiderstandes widergeben. Derselbe wurde berechnet nach Gleichung (7), resp. da $\frac{A_1}{B_1} = T_0$, nach der Gleichung:

$$R = \frac{2L}{T_0 - t}$$

Die Kurven lassen die Annahme berechtigt erscheinen, daß solange praktisch völlig linearer Amplitudenabfall eintritt, als der konstante Widerstand des Kreises nur 10 % oder weniger des totalen Anfangswiderstandes beträgt.

Die Kurven II und III wurden als nur einfach gekrümmt gezeichnet, also ohne weitere Maximal-, Minimal- und Wendepunkte innerhalb des Widerstandsverlaufes. Eine leicht zu beweisende theoretische Berechtigung liegt nun zwar hierzu nicht vor, denn es sind ja nur jene Widerstandswerte theoretisch fest bestimmt, die den Zeiten $t = \frac{\lambda \pi}{2 \omega_1}$ zugeordnet sind und es läßt sich die Annahme fürs erste nicht von der Hand weisen, daß der Widerstand des Funkens auch innerhalb jeder Schwingung infolge einer gewissen Abhängigkeit von den Momentanwerten des Stromes, Schwankungen ausführt, so daß den Kurven II und III in Figg. 3 und 4 noch eine periodische Kurve zu superponieren wäre, die die Grundkurven zu den Zeiten $t = \frac{\lambda \pi}{2 \omega_1}$ schneidet.

Ein strikter Beweis, daß dem nicht so ist, d. h. daß der Funkenwiderstand wenigstens bei hochfrequenten Schwingungen praktisch nur vom Charakter des Amplitudenabfalles, nicht aber von den Momentanwerten des Stromes abhängt, ließe sich nur dann erbringen, wenn durch Versuch die Gesetzmäßigkeit des zeitlichen Verlaufes des ausschwingenden Stromes und der Spannung an der Funkenstrecke zu bestimmen

wäre, woraus sich durch Division zeitlich zusammengehöriger Spannungs- und Stromwerte sofort der wirkliche Verlauf des Funkenwiderstandes ermitteln ließe.

Stone Stone erklärt die Berechtigung der Annahme, daß, „sobald der Amplitudenabfall linear vor sich geht, der Funkenwiderstand über seinen ganzen Verlauf dem Gesetze $R = \frac{2L}{T_0 - t}$ folgt, während zy-

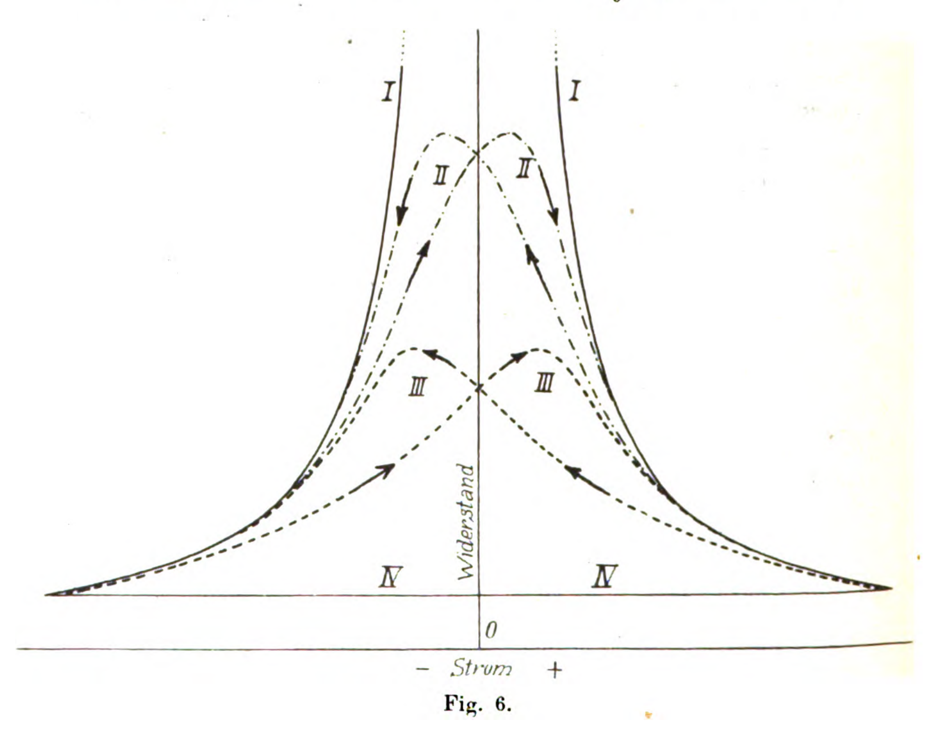


Fig. 6.

klische Schwankungen seines Wertes nur vernachlässigbarer Natur sind“, vermittels des hinreichend bekannten Begriffes der „Hysteresis“ des Funkenwiderstandes, und zwar in folgender Weise.

Wie bekannt, ist der Zusammenhang zwischen Spannung und Strom an einer Funkenstrecke, welch letzterer diese in ein und derselben Richtung durchfließt, gegeben durch die Beziehung:

$$V = a + \frac{b}{i} \tag{16}$$

wo a und b innerhalb eines gewissen Bereiches unabhängig vom Strome i sind. Hiernach wäre der Funkenwiderstand:

$$R = \frac{V}{i} = \frac{a}{i} + \frac{b}{i^2} \tag{17}$$

Der Funkenwiderstand wird bei ganz langsamer Veränderung des über die Funkenstrecke fließenden Stromes somit mit abnehmendem Strome kleiner und kleiner, um schließlich für $i = 0$ selbst den Wert ∞ zu erreichen. Die Abhängigkeit zwischen Strom und Funkenwiderstand wäre also etwa eine solche wie die durch die Kurve I, Fig. 6, gegebene.

Würde nun ein Strom von außerordentlich niedriger Frequenz über eine Funkenstrecke fließen, so würde dieser Strom und die entsprechende Funkenspannung durch Kurve I der Fig. 7 darzustellen sein. Die bis jetzt gegebenen Widerstands- resp. Spannungskurven sind statischer Natur, indem jedem Stromwerte ein nach der Änderung des Stromes längst stationär gewordener Widerstands- resp. Spannungszustand koordiniert wurde.

Ganz anders liegen die Verhältnisse, wenn die Frequenz des Stromes mehr und mehr zunimmt, es treten dann an Stelle statischer neue, und zwar dynamische Funkencharakteristiken, welche die Eigenschaft des Funkens zum Ausdruck bringen, bei hoher Wechselfrequenz den Momentanwerten des Stromes nicht mehr in seinem Widerstandswerte folgen zu können.

Der Funkenwiderstand ist kaum mehr von diesen Momentanwerten des Stromes, sondern fast einzig von der „Vorgeschichte seines Entstehens“ abhängig. Der Widerstandswert bleibt bei zunehmender Stromfrequenz hinter den Stromänderungen mehr und mehr zurück, oder besser gesagt, er hinkt hinter den Werten der statischen Charakteristik $R = \frac{a}{i} + \frac{b}{i^2}$ nach. Es ist dies eben die bekannte Erscheinung der Hysteresis.

So würde bei einer Periode des sinusförmigen Stromes von 100 der zeitliche Verlauf der Spannung an der Funkenstrecke vielleicht durch Kurve II, Fig. 7 gegeben sein. Dem entspräche eine Abhängigkeit des Funkenwiderstandes vom Strome entsprechend der Kurve II in Fig. 6.

Ist nun die Frequenz des Stromes wiederum aufs Doppelte gestiegen, so würde sich eine Spannungskurve einstellen von der Form



etwa der Kurve III, Fig. 7. Kurve III, Fig. 6, gibt die entsprechende Stromabhängigkeit des Widerstandes wieder.

Aus diesem Verhalten läßt sich nun der Schluß ziehen, daß mit stets zunehmender Frequenz des Stromes sich die Spannungskurve immer mehr der Form der Stromkurve anschmiegt, bis sie schließlich

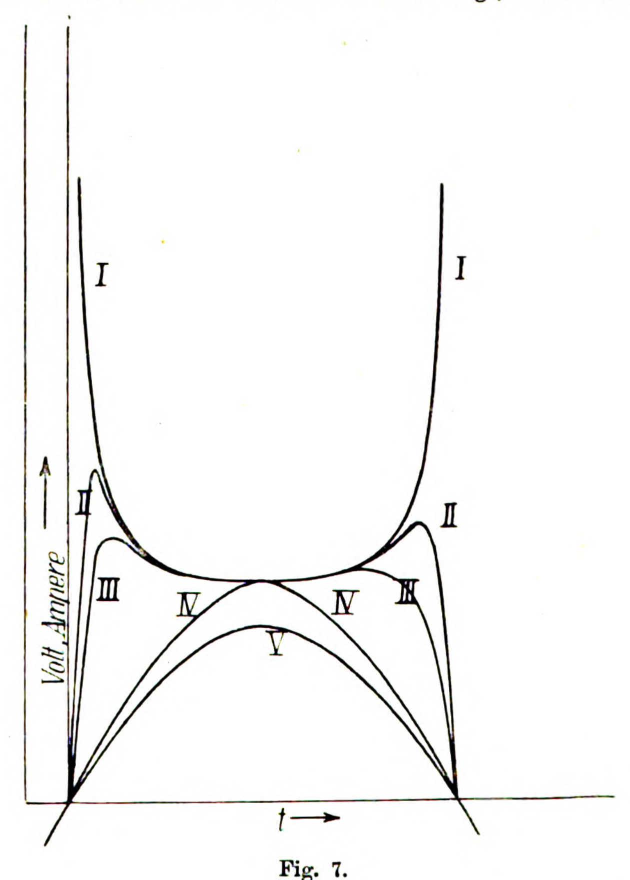


Fig. 7.

bei genügend hoher Frequenz praktisch völlig konform mit dieser verläuft wie die Spannungskurve IV der Fig. 7. Dem entspräche dann ein praktisch völlig konstanter Widerstand, wie er in Fig. 6 durch die Gerade IV angedeutet ist. Für einen hochfrequent ausklingenden Schwingungsimpuls würde also der Funkenwiderstand infolge der Hysteresiserscheinung den Oszillationen des Stromes selbst nicht folgen

können, sondern in seinem Werte einzig durch den Amplitudenabfall beeinflußt werden, wonach die Annahme der Gültigkeit der Gleichung $R = \frac{2L}{T_0 - t}$ zu jedem beliebigen Zeitmoment des ganzen Impulses als berechtigt erscheinen muß. Ludwig Kühn.

(Eingesandt 20. April 1915.)

Adresse des Autors: Institute Radio Eng. 111 Broadway. New York.

Der Einfluß von Gas und Elektrodenmaterial bei kurzen Metallfunkenstrecken.[1]

Von **E. Taege.**

Mit 2 Tafeln.

a) Der Zweck der Untersuchung und das Prinzip der Messung.

Die Untersuchung erstreckt sich auf die Löschwirkung von Funkenstrecken; daß für diese das Material der Elektroden und die Beschaffenheit des Gases, in dem sie sich befinden, von wesentlicher Bedeutung sind, ist bekannt. Das Ziel der vorliegenden Arbeit war es in erster Linie, zu untersuchen, ob chemische Einflüsse das Ausschlaggebende für dieses verschiedene Verhalten der Metalle und Gase sind oder ob ihre physikalischen Eigenschaften zur Erklärung ihrer Wirkung ausreichen.

Es erscheint am nächstliegenden, zu diesem Zwecke den für die Praxis besonders wichtigen Fall, nämlich Koppelung mit einem abgestimmten Sekundärkreis, herzustellen und die Güte der Löschwirkung unmittelbar zu untersuchen. Allein in diesem Fall hängt die Löschwirkung außer von den Eigenschaften der Funkenstrecke noch in hohem Maße von dem Koppelungsgrad ab, und zwar in keineswegs übersichtlicher Weise; die „Koppelungskurven" (Abszisse-Koppelungsgrad, Ordinate-Stromeffekt im Sekundärkreis) weisen eine ganze Reihe von Maximis und Minimis auf. Es wäre unter diesen Umständen ganz unmöglich gewesen, einen eindeutigen Vergleich zu erhalten zwischen einer so großen Reihe von Funkenstrecken, wie sie sich durch Variation von Elektrodenmaterial, Gas und Elektrodenabstand

1) Nach der gleichnamigen Dissertation, Göttingen 1914. Daselbst siehe auch die Literaturnachweise.

ergab. Es wurde deshalb eine Anordnung gewählt, die zwar nicht gestattet, die Güte der Löschwirkung in jenem praktisch besonders wichtigen Fall unmittelbar zu untersuchen, die aber ein bis zu einem gewissen Grad eindeutiges, vom Koppelungsgrad unabhängiges Maß für die Löschwirkung der betreffenden Funkenstrecke liefert und gestattet, eine Reihe von Funkenstrecken auf ihre Löschwirkung zu vergleichen.

Diese Anordnung bestand in der extrem festen Koppelung von zwei sehr stark verstimmten Systemen in der Form, wie sie Fig. 1 zeigt. Als Primärkreis (Stoßkreis) ist hier der Kreis *AFBLC* auf-

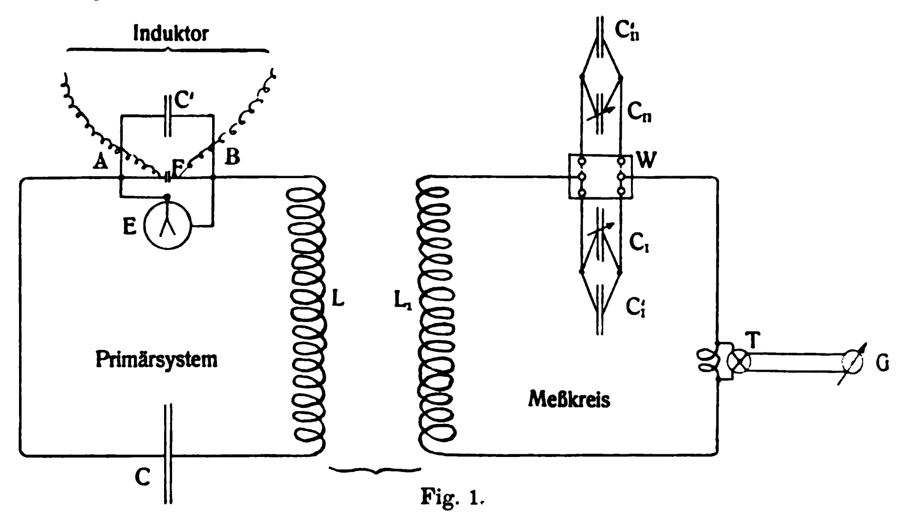


Fig. 1.

zufassen, als Sekundärsystem *AC'BLC*. Figg. 2 und 3 zeigen die Resonanzkurve dieses Systems bei kleiner Funkenlänge, aufgenommen mit Hilfe eines lose damit gekoppelten Meßkreises. Wie experimentell festgestellt wurde, entsprechen die Maxima dieser beiden Kurven (bis auf mindestens $1^0/_0$) der Eigenfrequenz des Kreises *AFBLC* (im folgenden mit I bezeichnet) und derjenigen des Kreises *AC'BLC* (im folgenden II genannt).

Die Anordnung liefert also im wesentlichen die Eigenschwingungen der beiden Kreise I und II.[1]) Das Zustandekommen der Schwingung

1) Natürlich entsteht auch die Eigenschwingung des Kreises *AFBC'*. Da seine Frequenz aber viel größer war als die der Kreise I und II, so wurde dadurch, wie ausdrücklich experimentell geprüft wurde, das Verhältnis α_{II}/α_I (s. unten) nicht merklich beeinflußt.

im Kreise II läßt sich am einfachsten so erklären, daß die Schwingung durch die Funkenstrecke bei einem gewissen Werte der Spannung abreißt und die noch vorhandene Energie dann im funkenlosen Kreise ausschwingt. Bezeichnet man mit a_I und a_{II} die Galvanometerausschläge im Meßkreise bei Abstimmung auf die Schwingung I bzw. II, so ist, wie eine einfache Überlegung[1]) zeigt, das Verhältnis a_{II}/a_I um so größer, je größer die Spannung, bei der der Funken abreißt,

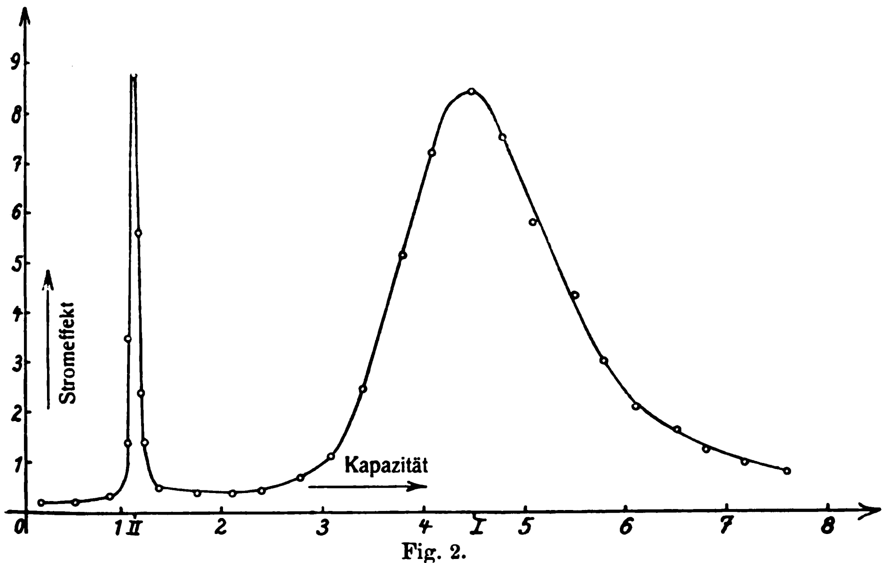


Fig. 2.
Resonanzkurve für Kupfer in Luft bei 0,11 mm Funkenlänge.

im Verhältnis zur Anfangsamplitude der Spannung und je größer das Dekrement des Kreises I ist. Man ist daher berechtigt, a_{II}/a_I als Maß für die Güte der Löschwirkung anzusehen; denn man wird einer Funkenstrecke einmal dann eine gute Löschwirkung zuschreiben, wenn sie den Funken bei einem Werte der Spannung zum Abreißen bringt, der möglichst groß ist im Vergleich mit der Spannungsamplitude, andererseits dann, wenn der Spannungsabfall in möglichst wenigen Perioden erfolgt, d. h. wenn das Dekrement des Funkenkreises groß ist.

Insofern gibt also das Verhältnis a_{II}/a_I ein Maß für die Löschwirkung der betreffenden Funkenstrecke, ohne daß damit behauptet werden soll, daß der Mechanismus der Löschwirkung im vorliegenden Fall genau derselbe ist wie bei der Koppelung abgestimmter Systeme.

1) Siehe die Dissertation!

Daß dem absoluten Wert des Verhältnisses a_{II}/a_{I} keine Bedeutung zukommt, daß es vielmehr von den Konstanten der gewählten Anordnung abhängt, ist ohne weiteres klar. Da es sich aber für den vorliegenden Zweck nur um relative Messungen, um den Vergleich mehrerer Funkenstrecken unter genau denselben Bedingungen handelt, so bedeutet dies keinen Nachteil.

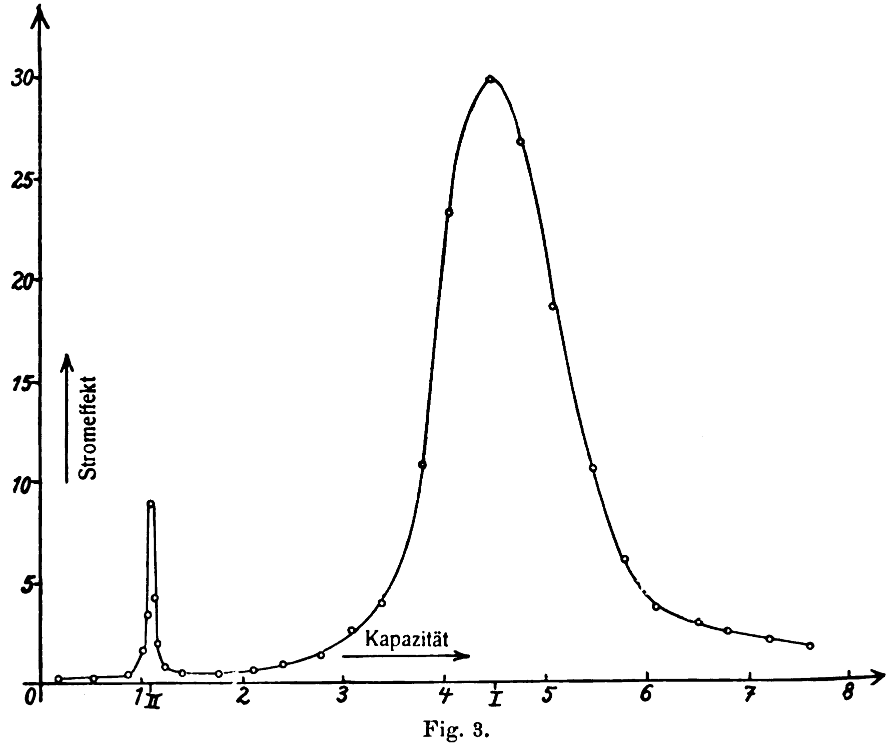


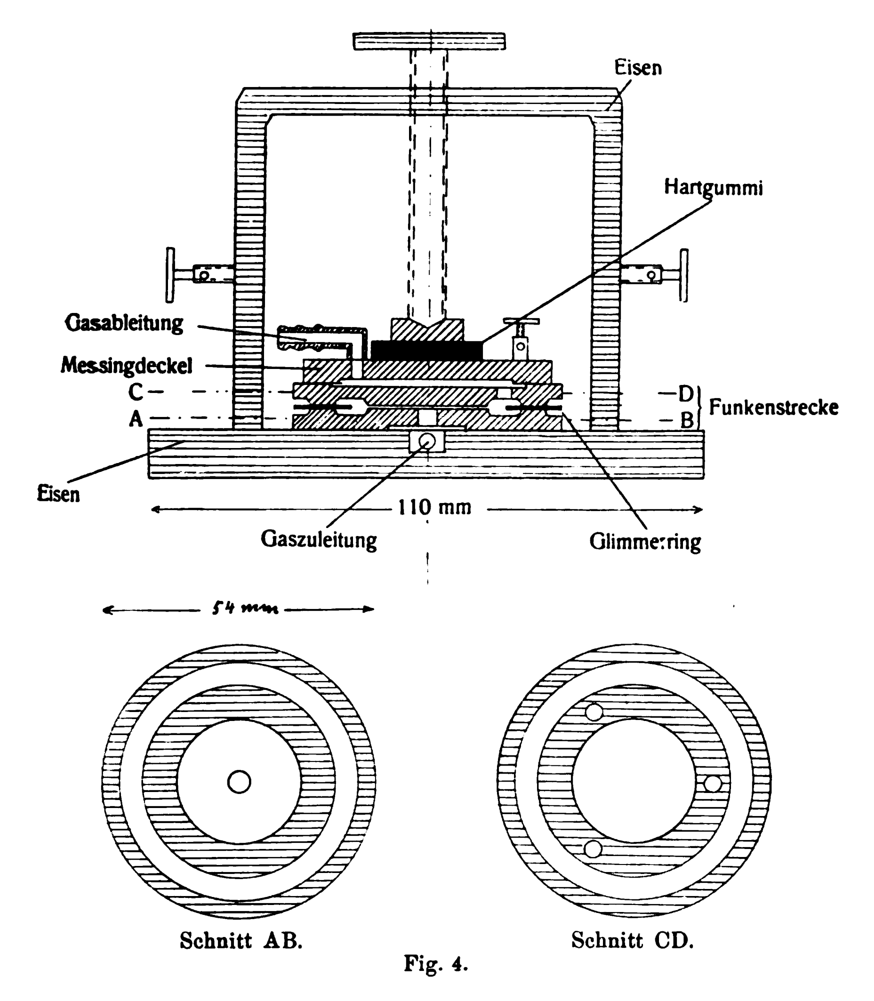
Fig. 3.
Resonanzkurve für Kupfer in Luft bei 0,21 mm Funkenlänge.

b) Einzelheiten der Versuchsanordnung.

Benutzte Wellenlängen:

Kreis I	: $\lambda = 790$ m,
„ II	: $\lambda = 380$ m,
„ $AC'BF$	: $\lambda = 58$ m.
Kapazität von C	: $6{,}4 \times 10^{-3}$ M.F.
„ „ C'	: $1{,}8 \times 10^{-3}$ M.F.
Entladungszahl	: 54 Funken pro Sek.

Die Konstruktion der benutzten Funkenstrecke geht aus Fig. 4 hervor. Das Gas wurde durch eine zentrale Öffnung in der einen Plattenelektrode (Schnitt AB der Fig. 4) eingeführt, durch drei peri-



Schnitt AB. Schnitt CD.

Fig. 4.

pher gelegene Öffnungen der anderen Plattenelektrode (Schnitt CD der Fig. 4) abgeführt: dadurch war dafür gesorgt, daß fortgesetzt neues Gas zwischen die Elektroden gelangte.

Untersucht wurden die Metalle Messing, Kupfer, Silber, Platin, Nickel, Zink, Aluminium, Magnesium in den Gasen Luft, Sauerstoff,

Stickstoff, Methan, Leuchtgas, Wasserstoff, Ammoniak und Chlor und in den Dämpfen von Wasser, Alkohol, Benzol und Kohlenstofftetrachlorid.

Bei dem geringen Elektrodenabstand (0,1—0,3 mm) wurde besondere Sorgfalt darauf verwandt, den Platten eine möglichst ebene und glatte Oberfläche zu geben. Zu diesem Zwecke wurden die beiden Platten der Funkenstrecke zunächst auf der Drehbank gegeneinander abgeschliffen und dann auf ebener Unterlage mit Englischrot poliert, so daß sie ein gutes Spiegelbild gaben.

Bei dem Gebrauch hat man vor allem mit dem Übelstande zu kämpfen, daß der Funken sich festfrißt, d. h. vorwiegend an einer Stelle übergeht, an der sich dann gewöhnlich eine kleine Erhöhung bildet, so daß die Funkenlänge eine geringere wird als die Dicke des Glimmerringes. Dieses Festfressen läßt sich bei einer Reihe von Metallen dadurch vermeiden, daß man in der oben beschriebenen Weise für eine genügend glatte und gleichmäßige Oberfläche sorgt. Bei bestimmten Metallen ist es aber unmöglich, für längere Zeit einen gleichmäßigen Funkenübergang zu erhalten: bei Zinn, Zink und Aluminium war dies in besonders hohem Maße der Fall. Am gleichmäßigsten und am geringsten werden Kupfer, Messing, Silber und Platin angegriffen. Nickel und besonders Magnesium werden stärker angegriffen; doch frißt sich der Funken auch bei ihnen nicht leicht fest.

c) Ergebnisse der Messungen.

1. Einfluß der Funkenlänge.

Mit Verkleinerung der Funkenlänge nimmt die Löschwirkung bei allen untersuchten Metallen und in allen Gasen stark zu.

2. Einfluß des Gases.

Als Reihenfolge der Gase, geordnet nach zunehmender Löschwirkung, ergab sich:

Chlor, Stickstoff, Luft, Sauerstoff, Ammoniak, Methan, Leuchtgas, Wasserstoff.

Die Löschwirkung ist für alle Metalle um so besser, einen je größeren Wert das Wärmeleitvermögen und die Ionenbeweglichkeit des Gases besitzt. Ein Grund für Annahme, daß bei der Löschwirkung chemische Reaktionen zwischen den Metalldämpfen und den umgebenden Gasen eine ausschlaggebende Rolle spielen, liegt nach diesen Resultaten nicht vor.

3. Einfluß von Dämpfen.

Die Anwesenheit von Dämpfen in einem Gase erhöht die Löschwirkung. Die chemische Zusammensetzung des Dampfes scheint dabei keinen wesentlichen Einfluß auszuüben.

Erklären läßt sich der Einfluß von Dämpfen in der folgenden Weise: die in der ersten Halbperiode der Schwingung gebildeten negativen Ionen werden sofort zu Kondensationskernen für die Dämpfe, mit denen das Gas ganz oder nahezu gesättigt war; dadurch wird ihre Masse so stark vergrößert, daß diese Ionen für die folgenden Halbperioden der Schwingung unschädlich gemacht sind, d. h. daß sie bei den zur Verfügung stehenden Feldern nicht mehr imstande sind, Stoßionisation hervorzurufen.

4. Einfluß des Metalls der Elektroden.

Als Reihenfolge der Metalle, geordnet nach zunehmender Löschwirkung, ergab sich:

Mg, $\overbrace{\text{Al, Ni, Zn,}}$ $\overbrace{\text{Ag, Pt, Cu, Messing.}}$

Die durch eine Klammer zusammengefaßten Metalle sind in ihrer Löschwirkung ungefähr gleichwertig. Der Unterschied zwischen Mg und der Ni-Gruppe ist dabei bedeutend größer als zwischen der Ni- und der Cu-Gruppe. Die Reihenfolge der Metalle geht weder ihrem verschiedenen Wärmeleitvermögen, noch der Temperaturleitfähigkeit parallel.

Die weitverbreitete Ansicht, daß Kupfer und Silber deshalb besonders günstig für Stoßerregung sind, weil sie eine besonders hohe Wärmeleitfähigkeit besitzen, ist also in dieser Form jedenfalls nicht richtig. Daß vermöge des hohen Wärmeleitvermögens Elektroden aus Kupfer und Silber sich besonders leicht kühlen lassen, daß es demnach bei solchen Löschfunkenstrecken in der Praxis besonders leicht ist, eine schädliche Erhitzung der Elektroden durch hohe Funkenzahl und starken Strom zu verhindern, gehört in einen anderen Zusammenhang.

d) Untersuchung von Funkenstrecken im rotierenden Spiegel.

Zur weiteren Klärung der Frage, welcher physikalischen Eigenschaft der Metalle ihre Löschwirkung parallel geht, wurden eine Untersuchung von Funkenstrecken im rotierenden Spiegel sowie spektroskopische und mikroskopische Beobachtungen vorgenommen.

Bei Cu, Ag, Messing, Pt, Au, Pb erschien im Spiegel stets das bekannte Bild der Feddersenschen Methode: Figg. 5a—d, Tafel I; zwischen den einzelnen Entladungen herrschte völlige Dunkelheit.

Bei Magnesium lieferte der Wechselstrombetrieb schon in Wasserstoff ein wesentlich anderes Bild. Zwischen den Hauptentladungen (Fig. 6a, AB), die jeder Halbperiode des Wechselstroms entsprachen, traten noch eine größere oder kleinere Zahl von „Nachzüglern" auf, augenscheinlich Entladungen von viel kleinerer Amplitude (Fig. 6a, CD; besonders gut sind diese Nachzügler in Luft, Figg. 6b u. c, zu sehen). Zu diesen Nachzüglern kam in Stickstoff ein schwaches Leuchten der Elektroden an der Ansatzstelle des Funkens hinzu, das am stärksten war unmittelbar nach einer Hauptentladung und meist bald nachher verschwand. In Sauerstoff bzw. Luft nahm sowohl die Dauer als die Stärke dieses Nachleuchtens so stark zu, daß eine oder beide Ansatzstellen des Funkens im rotierenden Spiegel eine fast ununterbrochene, hell leuchtende Linie bildete (vgl. Fig. 6b).

Daß es sich bei diesem Leuchten um ein wirkliches Glühen der Ansatzstelle handelt, ergab die spektroskopische Betrachtung der Funkenstrecke sowie spektrographische Aufnahmen. Bei Magnesium tritt an der oberen und unteren Begrenzung des Spektrums, die den Ansatzstellen des Funkens entspricht, ein kontinuierliches Spektrum auf, ein Zeichen, daß das Leuchten an diesen Stellen von einem glühenden festen Körper herrührt. Bei Kupfer- und Silberelektroden hingegen fehlte dieses kontinuierliche Spektrum stets, wie auch im rotierenden Spiegel niemals ein Nachleuchten sich bemerkbar machte.

Bei Betrieb mit Funkeninduktor und unterbrochenem Gleichstrom war die Erscheinung wesentlich dieselbe wie bei Wechselstrombetrieb, dagegen fehlten bei Betrieb mit Influenzmaschine die Nachzügler bei Magnesium vollkommen (Fig. 6d). Das Nachglühen der Elektroden war auch hier vorhanden, beschränkte sich aber auf die Zeit unmittelbar nach einer Entladung.

Die Funkenaufnahmen der Zinn- und Zinkelektroden (Fig. 7a und b der Tafel II) nehmen eine Mittelstellung ein: sie nähern sich den Aufnahmen bei Magnesiumelektroden insofern, als auch bei ihnen ein wenn auch nur schwaches und auf den photographischen Aufnahmen nicht sichtbares Nachglühen auftritt und dementsprechend auch bei spektroskopischer Betrachtung des Funkens sich eine beiderseitige kontinuierliche Begrenzung des Spektrums ganz schwach zeigt. Auf der anderen Seite stellt das vollkommene Fehlen von Nachzüglern Zinn und Zink mehr in die Nähe der Kupfer-Silber-Gruppe.

Bei einer Reihe von Aufnahmen des Magnesiumfunkens im rotierenden Spiegel sind vor der eigentlichen Entladung zwei kurze Streifen auf beiden Seiten der Funkenbahn sichtbar, genau derselben Art, wie sie von dem oben besprochenen Glühen der Elektroden nach der Entladung herrühren (z. B. in Fig. 6c rechts oben sichtbar). Es lag daher die Vermutung nahe, daß es sich hier um ein zeitliches „Vorleuchten“ der Elektroden handelte, etwa hervorgerufen durch eine der eigentlichen Funkenentladung vorausgehende Glimmentladung. Indessen ergab die nähere Untersuchung, daß dieser Schluß nicht richtig ist. Die Erklärung dieser Erscheinung ist vielmehr die folgende. Beim Einsetzen des Funkens erscheinen die beiden Vorderflächen der Elektroden in ihrer ganzen Ausdehnung infolge diffuser Reflexion des sehr starken Funkenlichts hell leuchtend. Ihr Bild bei der Aufnahme von der Seite erscheint demnach als zwei hellleuchtende Striche senkrecht zur Funkenbahn (vgl. Fig. 8e—h der Tafel II). Die Striche treten dann auch bei der Aufnahme im rotierenden Spiegel auf und täuschen das erwähnte „Vorleuchten“ vor. Eine Bestätigung dieser Auffassung liegt in der Tatsache, daß bei der Verwendung möglichst vollkommener Spitzen als Elektroden das Vorleuchten stets fehlte und daß bei anderen Elektrodenformen die beobachteten Striche um so länger ausfielen, je breiter die benutzten Elektroden waren.

Auch bezüglich der Ansatzstelle des Funkens zeigte sich ein wesentlicher Unterschied zwischen der Kupfer-Silber-Gruppe einerseits, Magnesium andererseits. Bei Elektroden der ersten Gruppe zeigten schon die photographischen Aufnahmen einer einzigen Entladung ohne rotierenden Spiegel (Fig. 8a—d der Tafel II), daß die Ansatzstelle des Funkens während des Ablaufs einer Entladung ihren Platz wechselt, ähnlich wie etwa bei einem Hörnerblitzableiter. Die Aufnahmen im rotierenden Spiegel bestätigen dies (Fig. 5c und d): sie zeigen, daß von Periode zu Periode ein lebhaftes Hin- und Herwandern der Ansatzstelle des Funkens stattfindet, meist in der Weise, daß der Funken von der Stelle kürzesten Elektrodenabstandes fort nach außen zu wandert, so daß bei der benutzten Elektrodenform auf diese Weise die Funkenlänge wächst (vgl. Fig. 5c und d). Bei Magnesiumelektroden hingegen bleibt die Ansatzstelle des Funkens während einer Entladung stets an derselben Stelle, wie aus den Aufnahmen im ruhenden und rotierenden Spiegel (Fig. 8e—h und Fig. 6b und d) übereinstimmend hervorgeht.

Die mikroskopische Betrachtung des Magnesiumfunkens er-

gab, daß bei Magnesium der Funken längere Zeit (nicht nur auf die Dauer einer Entladung) an derselben Stelle übergeht. Er setzt an einem der vielen kleinen Zacken der rauhen Oberfläche an, der dabei hell aufglüht und schließlich schmilzt oder verdampft, häufig auch glühend fortgeschleudert wird. Von diesem Augenblicke an geht der Funken auf eine andere Stelle über.

e) Erklärung des verschiedenen Verhaltens der Metalle aus ihrer verschiedenen Elektronenemission.

Alle diese unter d) beschriebenen Beobachtungen legen den Gedanken nahe, daß der Grund für den Unterschied zwischen Magnesium und der Kupfer-Silber-Gruppe in einer sehr viel stärkeren Elektronenemission von Magnesium liegt.

Man hätte sich dann die Beobachtungen an Magnesiumelektroden in folgender Weise zu erklären. Wenn in der ersten Halbperiode an einer Stelle der Elektrode ein Funken übergeht, so wird die Ansatzstelle erhitzt, und infolge der Erhitzung findet an der betreffenden Stelle eine so starke Elektronenemission statt, daß während der folgenden Halbperioden der Funke stets wieder an dieser Stelle ansetzt. Die Folge davon ist, daß diese Stelle immer mehr erhitzt und die Elektronenemission immer mehr gesteigert wird. Diese lokale Erhitzung der Elektroden hält auch noch an, wenn die Entladung schon abgelaufen ist, so daß jetzt schon verhältnismäßig kleine Spannungen genügen, um eine neue Entladung von kleinerer Amplitude, die oben beschriebenen Nachzügler, hervorzurufen. Durch diese Nachzügler, bei denen der Funke wieder an der alten Ansatzstelle übergeht, wird diese Stelle immer wieder von neuem erhitzt und dadurch die Funkenstrecke immer wieder von neuem ionisiert, so daß auch bei den folgenden Hauptentladungen der Funke wieder die alte Ansatzstelle wählt. In Gasen mit verhältnismäßig schlechtem Wärmeleitvermögen (Stickstoff und Luft) steigert sich die Erhitzung der Funkenansatzstelle bis zum Glühen, während in Wasserstoff mit seinem guten Wärmeleitvermögen die Temperatur nicht so hoch wird, daß ein sichtbares Leuchten eintritt. — Daß bei Betrieb mit der Influenzmaschine die Nachzügler nicht beobachtet wurden, spricht nicht gegen die angegebene Auffassung. Voraussetzung für Nachzügler ist natürlich, daß die Elektrizitätsquelle nach Ablauf der Hauptentladung genügend rasch Elektrizität nachliefert, um die Kondensatoren auf eine genügend hohe Spannung aufzuladen. Dies trifft wohl bei Verwendung eines Funkeninduktors, und zwar sowohl bei Wechselstrom-

betrieb als bei Betrieb mit Unterbrecher und starkem Gleichstrom zu, nicht aber bei der Influenzmaschine.

Wenn dagegen bei den Elektroden der Kupfer-Silber-Gruppe ein Funke übergegangen ist, so wird die Ansatzstelle des Funkens ebenfalls erwärmt, aber die Elektronenemission ist so gering, daß der Funke in der nächsten Halbperiode nicht an derselben Ansatzstelle übergeht, sondern ähnlich wie der Bogen am Hörnerblitzableiter denjenigen Weg im Gase wählt, der von der vorhergehenden Halbperiode her noch am stärksten ionisiert ist. Da auf diese Weise die Ansatzstelle des Funkens auf der Elektrode fortgesetzt wechselt, so fällt jeder Grund für eine starke lokale Erhitzung, wie sie bei Magnesium beobachtet wurde, weg.

Bei Zinn und Zink nähert sich die Stärke der Elektronenemission schon derjenigen von Magnesium. Infolge davon geht auch hier der Funken während einer Entladung stets an derselben Stelle über, und die Ansatzstelle erhitzt sich auch hier in Gasen von geringem Wärmeleitvermögen bis zum Glühen, wenn auch nicht in demselben Maße wie bei Magnesium. Die Elektronenemission reicht aber auch bei diesem schwachen Glühen nicht aus, um die Erscheinung der Nachzügler hervorzurufen.

Die Annahme, die der ganzen Erklärung zugrunde liegt, daß nämlich der Grund für das verschiedene Verhalten der Metalle in ihrer verschiedenen Elektronenemission zu suchen ist, ist nicht ad hoc gemacht; sie ist vielmehr durch Beobachtungen auf anderen Gebieten sehr nahe gelegt. Es ist bekannt, daß die Elektronenemission eines Metalls beim lichtelektrischen Effekt um so stärker ist, je elektropositiver das Metall ist; die Elektronenemission bei Magnesium ist demnach größer als bei allen übrigen hier untersuchten Metallen. Die Erfahrungen ferner, die man mit der Elektronenemission glühender Metalloxyde (Wehnelt-Kathoden) gemacht hat, stellen ebenfalls Magnesium an die Spitze aller hier untersuchten Metalle.

Es ist freilich zweifelhaft, ob man die Erfahrungen beim lichtelektrischen Effekt und bei den Wehnelt-Kathoden auf den vorliegenden Fall übertragen darf. Wenn es aber gestattet ist, dann war nach jenen Erfahrungen anzunehmen, daß Calcium, das noch elektropositiver als Magnesium ist, und dessen Oxyd als Wehnelt-Kathode noch wesentlich wirksamer ist als dasjenige von Magnesium, auch die bei Magnesium beobachteten Erscheinungen in noch erhöhtem Maße zeigen würde. Diese Vermutung hat sich in der Tat bestätigt:

sowohl das Nachleuchten der Ansatzstellen des Funkens nach Ablauf der Entladung als auch die Nachzügler sind bei Calcium in noch größerer Zahl vorhanden als bei Magnesium (vgl. die Fig. 9a—c der Tafel II).

Die unter d) besprochenen Beobachtungen drängen zu dem Schluß, daß auch der Grund für die verschiedene Löschwirkung der Metalle in der Anordnung von Fig. 1 in ihrer verschiedenen Elektronenemission zu suchen ist. Bei Magnesium mit seiner großen Elektronenemission bleibt die Ionisation zwischen den Elektroden und damit die „Leitfähigkeit" der Funkenstrecke verhältnismäßig groß; der Abfall der Amplitude erfolgt deshalb viel langsamer als bei den Metallen mit kleinerer Elektronenemission, bei denen die geringe Ionisation der Funkenstrecke entweder zu einem sehr großen Energieverbrauch und damit zu einer starken Dämpfung der Schwingungen oder zu einem vorzeitigen Abreißen führen muß. In beiden Fällen muß bei Metallen mit kleiner Elektronenemission das Verhältnis a_{II}/a_{I}, das für uns die Güte der Löschwirkung definiert, größer ausfallen als bei Metallen mit großer Elektronenemission.

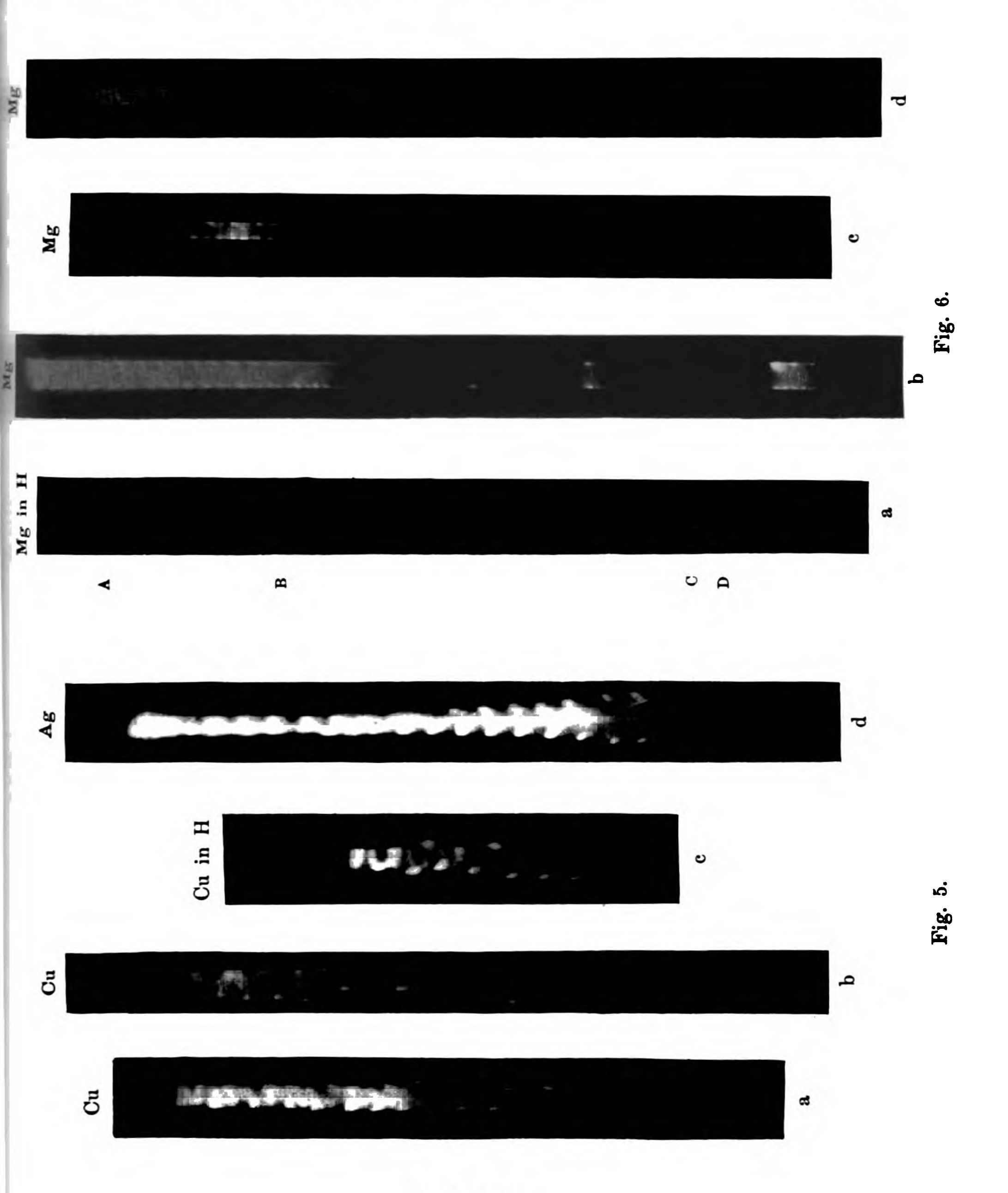
Die verschiedene Elektronenemission der Metalle erklärt auch ohne weiteres ihre verschiedene Wirkung bei der gewöhnlichen Löschfunkenanordnung (Koppelung von zwei abgestimmten Systemen). Dort kommt es darauf an, daß die Funkenstrecke nach der ersten halben Schwebung sich so vollständig als möglich entionisiert, damit sie während der folgenden Perioden nicht wieder zündet. Auch dort muß also ein Metall mit großer Elektronenemission (Magnesium, Calcium), das immer wieder von neuem Elektronen in die Funkenstrecke hinein aussendet, besonders ungünstig sein. Es können nur Metalle mit sehr kleiner Elektronenemission (Kupfer-Silber-Gruppe) günstige Wirkung ergeben.

Die verschiedene Elektronenemission der Metalle erklärt auch eine Reihe von anderen Beobachtungen bezüglich des Funkendekrements, des zeitlichen Verlaufes der Spannung an der Funkenstrecke, der Änderung der Frequenz durch die Funkenstrecke usw. ohne weiteres.

Die vorstehenden Untersuchungen wurden Ostern 1912 bis Herbst 1913 in dem Physikalischen Institut der Technischen Hochschule Danzig unter Leitung von Herrn Professor Dr. Zenneck ausgeführt.

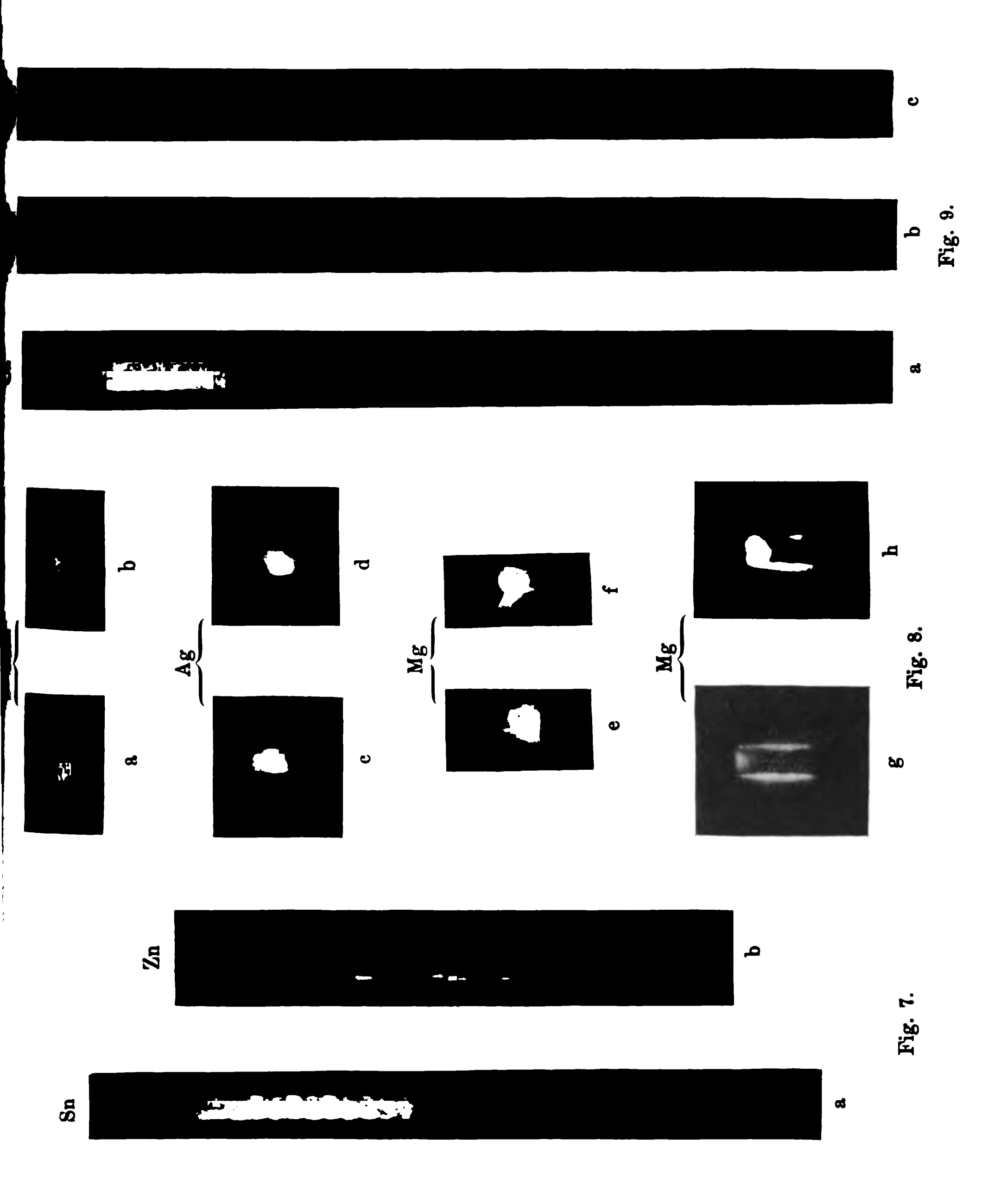
(Eingesandt 6. September 1915.)

Adresse des Autors: Funker-Ersatzabteilung 5,
Königswusterhausen bei Berlin.



E. Taege.

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.



E. Taege.

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Henry Plunkett Dwyer in San Francisco, Cal., V. St. A., hat sich durch das D. R. P. Nr. 288399 und durch das denselben Gegenstand betreffende Schweizer Patent Nr. 69231 einen Oszillator zur Erzeugung elektromagnetischer Wellen schützen lassen. Bei diesen besitzt die eine der Elektroden eine mittlere Öffnung, aus der eine Flüssigkeit gegen die Oberfläche der gegenüberliegenden Elektrode strömt. Das Wesen der Erfindung besteht darin, daß zur Erzielung eines möglichst intensiven Austausches von Flüssigkeit an der zu kühlenden Oberfläche die Ausströmflüssigkeit der Austrittsöffnung durch einen besonderen Kanal zugeleitet wird und der übrige Teil dieser Oberfläche durch eine besondere Flüssigkeitszirkulation gekühlt wird. Die genannte Öffnung ist durch ein von außen verstellbares Nadelventil regelbar gemacht, und die Elektrode, welche der mit Ausströmöffnung versehenen Elektrode gegenübersteht, ist hohl; sie wird ferner durch eine gegen die Rückwand strömende Flüssigkeit gekühlt und ist auf einem drehbaren Träger in mehrfacher Anordnung vorhanden, um nach Bedarf eine Auswechselung dieser Elektrode herbeizuführen. Das die Kühlflüssigkeit zuführende Rohr kann zwecks Ermöglichung einer Drehung des Elektrodenträgers von außen zurückgezogen werden, während durch geeignete Wahl des Übersetzungsverhältnisses eine außen in eine volle Umdrehung zu versetzende Kurbel die nächste Elektrode an die Stelle der vorhergehenden bringt.

Die Telephon-Fabrik Aktiengesellschaft vormals J. Berliner in Wien hat sich durch das österreichische Patent Nr. 68445 eine automatische Zündvorrichtung und Regulierung für Hochfrequenzgeneratoren in der drahtlosen Telegraphie schützen lassen. Diese Zündvorrichtung besitzt zwei Elektroden, die zur Inbetriebsetzung miteinander berührt und hierauf auf eine bestimmte Distanz wieder entfernt werden müssen. Diese Berührung und Entfernung der beiden Elektroden erfolgt durch einen Elektromotor. Das Wesen der Erfindung besteht darin, daß die Dauer der Reguliertätigkeit des Motors durch die räumliche Entfernung zwischen den beiden Elektroden des Schwingungserzeugers begrenzt wird. Die Begrenzung der achsialen Beweguug der beweglichen Elektrode erfolgt dadurch, daß von der Welle, welche mit dem Anker des Motors verbunden ist, durch Reibung ein Hebel mitgenommen wird, welcher mit einem verstellbaren Kontakt so zu-

sammenwirkt, daß der Motorstrom unterbrochen und dadurch der Motor ausgeschaltet wird. Um bei der durch Abbrand erfolgenden Vergrößerung des Elektrodenabstandes beim Wiederzünden und Entfernen der beweglichen Elektrode von der festen Elektrode stets die einmal eingestellte Entfernung zwischen beiden Elektroden wieder herzustellen, wird der Hebel in der Bewegung, welche er bei Annäherung der beweglichen Elektrode an die feststehende ausführt, durch einen Stift aufgehalten, und der Schalter für den die Elektrode bewegenden Motor ist derart mit dem Vorschaltwiderstand vor dem Schwingungserzeuger vereinigt, daß beim Einschalten des Motors der ganze oder ein Teil des Widerstandes, der die Stromstärke im Schwingungserzeuger begrenzt, diesem vorgeschaltet ist. Außer einer sicheren und einfachen Zündung und Entfernung auf einem gewissen Abstand soll hierdurch auch eine gleichmäßige und langsame Näherung und ebenso eine gleichmäßige und langsame Entfernung der Elektroden bewirkt werden, damit Beschädigungen der Elektroden durch einen jähen Anprall bzw. Abreißen das zwischen beiden Elektroden sich bildenden Lichtbogens durch eine jähe Entfernung derselben voneinander vermieden wird.

Das Schweizer Patent Nr. 64096 von Prof. Felice Jacoviello in Mailand betrifft ein Verfahren zur Erzeugung von Hochfrequenzströmen, bei dem an Stelle des Lichtbogens in der Duddellschen Anordnung und in den davon abgeleiteten Anordnungen ein Widerstand mit negativem Temperaturkoeffizienten gesetzt wird, der einer energischen Abkühlung unterworfen wird. Als Kühlmittel soll dabei ein Fluidum gewählt werden, welches eine größere relative Geschwindigkeit im Verhältnis zum Widerstand hat, und zwar soll der Widerstand von einem sich kontinuierlich erneuernden Fluidum gebildet werden. In Fig. 1 ist eine Anordnung zur Ausführung dieses Verfahrens dargestellt. 1 und 2 sind zwei aus elektrisch stromleitendem Material bestehende, in einem elektrischen Stromkreis eingeschaltete Rohre. Diese sind durch Flanschen 3 und 4 elektrisch isoliert miteinander verbunden, indem zwischen ihnen eine Isolationsscheibe 5 angeordnet ist. Mittels einer nicht dargestellten Saug- oder Druckpumpe, an welche die Rohre 1 und 2 angeschlossen sind, wird das Fluidum, z. B. gesäuertes Wasser, durch die Leitung hindurchgetrieben. Um die Geschwindigkeit des Fluidums in dem von der Isolationsscheibe umgebenen Raum zu vergrößern, sind die Rohre 1 und 2 nach der Isolationsscheibe hin verjüngt.

Das D. R. P. Nr. 290037 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin betrifft eine Selbstinduktionsspule für

die drahtlose Telegraphie. Solche Spulen bestehen im allgemeinen aus einem rein elektrischen Teil, der eigentlichen Spule, und einem mechanischen Teil, der zum Aufbau und Zusammenhalten dieser Spule dient, jedoch dem eigentlichen Zwecke der Spule nicht dienstbar gemacht wird. Gemäß D. R. P. Nr. 290037 wird nun ein Teil der Spule, zweckmäßig die äußerste Windung oder die äußersten Windungen, gleichzeitig als Spulenträger ausgebildet, so daß er sowohl die elektrischen als auch die rein mechanischen Aufgaben der Konstruktion erfüllt. Die Spulen dieser Art werden zweckmäßig aus einem Flachband aus Kupfer o. dgl. gewickelt. Dieses Band besitzt jedoch scharfe Ecken, die besonders an

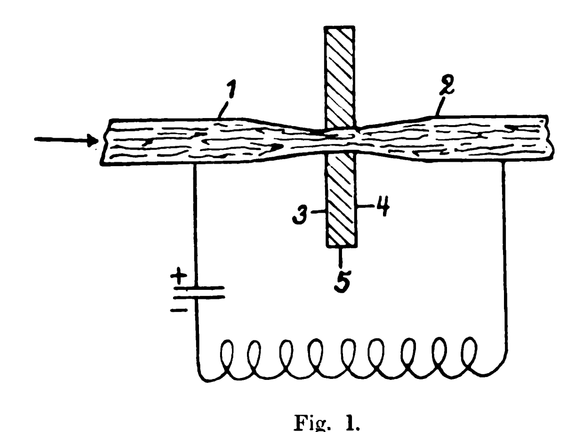


Fig. 1.

den äußersten Enden der Spulen zu starkem Sprühen Veranlassung geben; deshalb werden die äußersten Windungen gleichzeitig als Sprühschutz ausgebildet und erhalten deshalb nicht eine flache, sondern eine runde Form, indem man sie zweckmäßig als Rohr ausbildet. Diese Gestaltung hat wiederum einen günstigen Einfluß auf den mechanischen Aufbau, da ein Rohr infolge seines größeren Widerstandsmomentes auch eine größere Festigkeit bietet. Zwei Ausführungsbeispiele der Erfindung sind in Fig. 2 und 3 dargestellt, und zwar zeigt Fig. 2 eine Flachspule, Fig. 3 eine Zylinderspule. Bei der ersten Ausführungsform ist die äußerste Windung 1 der Spule durch ein Rohr gebildet, an dem die Speichen 2 befestigt sind, die ihrerseits als Träger für die anderen Spulenwindungen 3 dienen. Letztere werden in bekannter Weise durch ein flaches Band aus Kupfer o. dgl. gebildet, wobei das äußerste Ende dieses Bandes zweckmäßig auch unter Zwischenschaltung eines Isolators 4 an der äußersten Rohrwindung 1 befestigt ist. Bei

spannung bei sinkender Frequenz aus. Ersetzt man den Begriff Schwingungsfrequenz durch Schwebungsfrequenz, so kann man die Simonschen Ergebnisse direkt auf die Vorgänge im Funken beziehen.

Die Bedingungen zum Löschen werden also durch Vergrößerung des Verhältnisses $\frac{\lambda_1}{\lambda_2}$ verbessert, das Löschen erfolgt nach immer weniger Schwebungen, schließlich gleich bei dem ersten Schwebungsminimum; hier hat die Intensität der schwach gedämpften Schwingung ein Maxi-

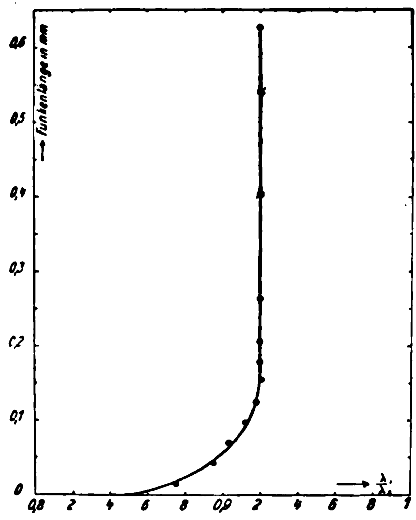


Fig. 14, Magnesium in Petroleum.

mum. Vergrößert man $\frac{\lambda_1}{\lambda_2}$ noch mehr, so wird die Intensität der schwach gedämpften Schwingung wieder kleiner, weil sie immer später und später einsetzt, zu einer Zeit, wo schon ein immer größerer Teil der Energie im Funken verzehrt ist. Beim Verhältnis 1 kommen schließlich überhaupt keine Schwebungen, also auch keine schwach gedämpfte Schwingung mehr zustande.

Das Verhältnis, bei dem die Intensität der schwach gedämpften Schwingung ein Maximum ist (kritisches Verhältnis), wurde weiter als Funktion der Funkenlänge untersucht. Bei allen Metallen steigt das kritische Verhältnis mit wachsender Funkenlänge dauernd an; nähert sich aber assymptotisch einem gewissen Grenzwert (0,96 in Luft), der bei allen Materialien denselben Wert zu haben scheint. Von einem

gewissen Verhältnis $\frac{\lambda_1}{\lambda_2}$ werden also beliebig lange Funken gelöscht. Leider treten einer Untersuchung in Luft solche experimentelle Schwierigkeiten entgegen, daß bei den meisten Materialien nur der allgemeine Verlauf zu verfolgen ist. Nur bei Magnesium ließen sich vollständig einwandfreie Kurven aufnehmen.

Versuche mit Funkenstrecken in Petroleum lieferten ähnliche Kurven, nur ist der Grenzwert nach dem kleineren kritischen Verhältnis $\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = (0{,}92)$ verschoben.

Diese Versuche haben nebenbei das überraschende Resultat gegeben, daß auch lange Funkenstrecken ohne jegliche Hilfsmittel (wie z. B. Wiensche Löschröhre, oder Hilfsfunkenstrecken von Seibt) durch reine Schwebungslöschung schwach gedämpfte Schwingungen erzeugen können. Die reine Schwebungslöschung besitzt nämlich gegenüber der Wienschen Löschfunkenmethode den prinzipiellen Vorteil, daß die schwach gedämpfte Schwingung keine Spannung an der Funkenstrecke hervorbringt.

Zum Schluß sei erwähnt, daß die Anordnung auch rein technische bisher noch ungenutzte Vorteile besitzt. Die Methode gestattet nämlich beliebig lange Funkenstrecken bei beliebig großer Funkenzahl beliebig lange zu betreiben, ohne daß Lichtbogenbildung beobachtet werden konnte. Sie eignet sich daher für den Tonsenderbetrieb.

(Eingesandt 14. Juni 1915.)

Adresse des Autors: Göttingen, Hainholzweg 12.

J. Stone Stone, New York. Der Funkenwiderstand und sein Einfluß auf den Verlauf elektrischer Schwingungen. (Proceedings of the Institute of Radio Engineers; Vol. 2, Nov. 4, 1914.

Wird ein Kondensator mit der Kapazität C auf die Spannung V_0 aufgeladen und sodann über eine Selbstinduktion L und einen damit in Serie liegenden Widerstand R entladen, so verläuft der Entladestrom periodisch, solange $\frac{R^2}{4L^2} < \frac{1}{CL}$, und zwar ist die Gesetzmäßigkeit des Stromverlaufes nach Thomson durch die Formel gegeben:

$$i = Q_0 \frac{\omega^2 + \alpha^2}{\omega} e^{-\alpha t} \sin \omega t \qquad (1)$$

Hierin bedeutet wie bekannt:

$$Q_0 = C V_0$$

$$\alpha = \frac{R}{2L}$$

und
$$\omega^2 = \frac{1}{CL} - \alpha^2 = \omega_1^{\,2} - \alpha^2$$

Nach dieser Formulierung ist zwischen zwei Periodizitäten resp. Frequenzen des Kreises zu unterscheiden, und zwar ist:

1. $\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{CL}}$ die allein durch die Größenwerte der Koeffizienten L und C bestimmte Frequenz, also jene mit der eine periodische elektromotorische Kraft auf den betreffenden Kreis einzuwirken hätte, damit der in diesem Kreise — bei Fehlen irgendwelcher anderer, ihm Energie entziehenden Strombahnen — hervorgerufene Strom infolge Resonanz ein Maximum wird.

2. $\omega = \sqrt{\omega_1^{\,2} - \alpha^2}$ ist die „natürliche" oder „Eigenfrequenz" eines Kreises mit dem Koeffizienten L und C und dem Widerstande R.

Diese Frequenz stellt sich im Ausgleichszustande stets dann ein, wenn ein schwingungsfähiger Kreis zum Schwingen veranlaßt, „angestoßen", dann aber plötzlich sich selbst überlassen wird.

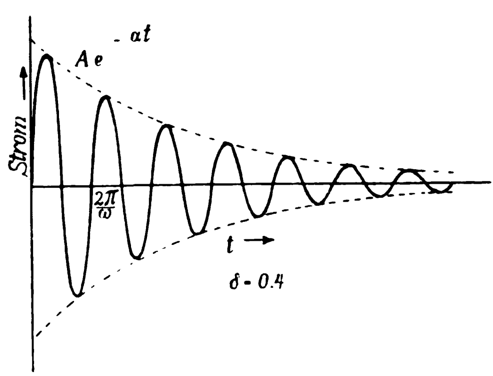


Fig. 1.

In Fig. 1 ist der Vollständigkeit halber dieser Vorgang, also das zeitliche Abklingen einer elektrischen Schwingung graphisch dargestellt.

Die Amplituden des Stromes nehmen gemäß dem „Dämpfungsfaktor“ $k = e^{-\alpha t}$ nach einer Exponentialkurve ab.

Die Übereinstimmung zwischen theoretischem und physikalischem Verlaufe einer abklingenden Schwingung ist dann eine vollkommene, wenn die Bedingung der zeitlichen Konstanz der Widerstandsglieder L, C und R während der ganzen Dauer des Ausgleichszustandes — auf dieser Voraussetzung baut sich eben die Ableitung vorstehender Schwingungsformel auf — wirklich erfüllt ist.

Während dies für die Koeffizienten L und C mit wohl meist großer Annäherung der Fall ist, kann im Falle eines durch einen Entladungsfunken zum Schwingen veranlaßten Kreises, also eines Funkenkreises, die Bedingung konstanten Ausgleichswiderstandes R infolge der Variabilität des Funkenwiderstandes überhaupt nur annähernd erfüllt sein, und zwar dann nur, wenn der Widerstand der metallischen und dielektrischen Leitungsbahn hoch genug ist im Verhältnis zu den, wie gesagt, während des Ausgleiches auftretenden Änderungen des Funkenwiderstandes.

Solange der Widerstand des Funkens den Kreis beherrscht, kann infolgedessen die Thomsonsche Formel nicht mehr gelten, d. h. praktisch: die Stromamplituden nehmen nicht mehr nach dem Faktor $e^{-\alpha t}$, also nicht mehr exponentiell ab.

Zahlreiche angestellte Versuche über den Geltungsbereich der Thomsonschen Formel haben nun übereinstimmend das Resultat ergeben, daß bezüglich der Gesetzmäßigkeit des Amplitudenabfalles von Entladungsschwingungen ein wesentlicher Unterschied besteht zwischen Kreisen einerseits mit relativ geringer Eigenfrequenz und andererseits solchen mit hoher Eigenfrequenz, also solchen Kreisen, wie sie gerade zu Zwecken der drahtlosen Telegraphie Anwendung finden.

Während nämlich bei Kreisen mit niedriger Eigenfrequenz die Amplituden in der Tat exponential abnehmen, so daß die Übereinstimmung mit der Theorie bei einem hohen Grade von Genauigkeit erfüllt ist, klingen in hochfrequenten Funkenkreisen die Schwingungen nach einem ausgesprochen linearen Gesetze ab.

Der physikalische Unterschied zwischen nieder- und hochfrequenten Schwingungskreisen liegt nun — ganz abgesehen von der für diese Erscheinung als Grund nicht in Betracht kommenden außerordentlichen Verschiedenheit der Größenwerte der Koeffizienten L und C — darin, daß niederfrequente Funkenkreise stets solche sind mit relativ geringem Funkenwiderstand und dagegen hohem — konstanten — Kreiswider-

stand, während hochfrequente Funkenkreise gerade durch die entgegengesetzten Verhältnisse charakterisiert sind.

Damit steht in Zusammenhang, daß niederfrequente Funkenkreise stets solche sind mit dominierendem konstanten Widerstand, während Funkenkreise mit hoher Eigenfrequenz sich infolge des dominierenden Funkenwiderstandes durch eine mehr oder weniger hohe Labilität des Gesamtausgleichswiderstandes auszeichnen.

Man denke sich zwei Funkenkreise I und II, deren erster auf die Frequenz $\omega_I = 6{,}28 \cdot 10^3$ abgestimmt ist, was einer Periode von 1000 entspricht, während die Frequenz des Kreises II $6{,}28 \cdot 10^6$ betragen solle, also seine Eigenperiode $1 \cdot 10^6$. Ferner seien die Koeffizienten L_I und C_I tausendmal größer als die entsprechenden L_{II} und C_{II}.

Soll nun in beiden Fällen die Schwingungsenergie dieselbe sein, also auch die aufzuladenden Elektrizitätsmengen Q_{0I} und Q_{0II}, so muß gelten:

$$C_I\, V_{0I}^2 = C_{II}\, V_{0II}^2$$

Hieraus folgt sofort, daß da $\frac{C_I}{C_{II}} = 1000$ sein soll, die Einsatzspannung $V_{0I} = 31{,}6\ V_{0II}$ sein muß.

Bei einer gewissen verlangten Schwingungsenergie müsse nun die zur Ladung der Kapazität des niederfrequenten Kreises nötige Einsatzspannung $V_{0I} = 1000$ Volt betragen.

Die Einsatzspannung des hochfrequenten Kreises V_{0II} muß dann unter gleicher energetischer Vorbedingung 31600 Volt betragen.

Während nun zur Ausbildung einer Einsatz- resp. Durchschlagspannung von 1000 Volt eine ganz außerordentlich kurze Funkenstrecke von wenigen Bruchteilen eines Millimeters nötig ist, bedingt eine Einsatzspannung von 31600 Volt bereits die recht beträchtliche Funkenstreckenlänge von etwa 10 mm bei einem Durchmesser der kugelförmigen Elektroden von 20 mm.

Was nun die Kreiswiderstände R_I und R_{II} der verglichenen Kreise anbelangt, also die stets in L_I und C_I resp. L_{II} und C_{II} steckenden energieverzehrenden Widerstandskomponenten, so läßt sich leicht zeigen, daß im allgemeinen Falle der Widerstand R_I nicht unbeträchtlich höher ist, als der Widerstand R_{II}.

Da die Selbstinduktion L_I tausendmal größer sein soll als L_{II}, wird man eine annähernd 316mal größere Windungszahl für L_I anzuwenden haben, was bei gleichem Windungsdurchmesser und Drahtquerschnitt einem 31,6mal höherem Dämpfungswiderstand der Spule II entspricht.

Auch der Dämpfungswiderstand der Kapazität des niederfrequenten Kreises wird sich, gleiches dielektrisches Material und gleiche dielektrische Beanspruchung vorausgesetzt, wenn nicht in diesem Maße, so doch merkbar höher stellen.

Bekanntlich ist der Dämpfungswiderstand einer Kapazität

$$R_C = \frac{\operatorname{tg} \Theta}{\omega C}$$

wo Θ der „Verlustwinkel" ist, der von der dielektrischen Beanspruchung und der Frequenz abhängt.

Für die beiden verglichenen Kreise ist nun nach Annahme $\omega_I C_I = \omega_{II} C_{II}$, der Nenner in obiger Gleichung für beide Fälle also gleich.

Der Zähler tg Θ ist im Falle gleicher dielektrischer Beanspruchung nur von der Frequenz abhängig, also im Falle des hochfrequenten Funkenkreises — da tg Θ mit der Frequenz abnimmt — kleiner als im anderen Falle. Hieraus folgt der schon angedeutete charakteristische Unterschied zwischen hoch- und niederfrequenten Funkenkreisen:

1. Niederfrequente Funkenkreise, dadurch gekennzeichnet, daß der Anfangswiderstand, und damit die Widerstandslabilien des Funkens während des Ausgleiches, vernachlässigbar oder doch klein bleiben gegen den als konstant anzusehenden Kreiswiderstand.

2. Hochfrequente Kreise dadurch ausgezeichnet, daß der konstante Kreiswiderstand stets zurücktritt gegenüber dem Funkeneinsatzwiderstand und Widerstandsänderungen des Funkens während des Ausgleiches.

In Zusammenhang damit steht die bereits geschilderte Übereinstimmung zwischen theoretischem und physikalischem Ausgleichsverlauf bei niederfrequenten Funkenkreisen und andererseits die entsprechenden Abweichungen in hochfrequenten Kreisen.

Stone Stone geht dann auf eine Methode zur experimentellen Ermittelung des Amplitudenabfalles.

Das Feld einer vom oszillatorischen Entladestrom durchflossenen Spule wirkt ablenkend auf das Kathodenstrahlenbündel einer senkrecht zur Spule fest orientierten Braunschen Röhre, und zwar so, daß der in abgelenktem Zustande des Strahlenbündels auf dem Schirm der Röhre entstehende Leuchtfleck zu einer geraden zur Spulenachse senkrechten Linie ausgezogen wird, welche auf eine hinter dem Schirme aufgestellte photographische Platte hauptsächlich an allen den Stellen einwirkt, wo die Geschwindigkeit des pendelnden Lichtbündels ein

Minimum ist, also überall da, wo die Elongationen des ersteren ein Maximum sind. Die auf der Platte entstehenden dunkleren — also auf dem Positiv helleren — Stellen geben somit in ihrer Entfernung von der Mitte ein Maß der aufeinanderfolgenden Amplituden in die Hand. In Fig. 2 ist das photographische Bild der Strahlenbündelschwingungen mit den gut erkenntlichen Maximalelongationen gegeben.

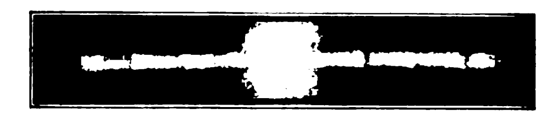


Fig. 2.

Die Methode hat allerdings den Nachteil, daß sie, wie man schon aus Fig. 2 ersehen kann, über das Verhalten des oszillatorischen Ausgleiches in nächster Nähe seines völligen Ausklingens, also über die Größe der unterdessen sehr klein gewordenen Stromamplituden, keinen Aufschluß mehr zu geben vermag, da das Bild nach der Mitte zu recht undeutlich und verschwommen wird. Auf der anderen Seite bleibt zu bedenken, daß für das Verhalten des Funkenkreises, nahe vor dem völligen Abklingen vom praktischen Standpunkte aus kein Interesse mehr bestehen wird, da, schon, wenn die Amplituden auf den fünften Teil der Anfangsamplitude gefallen sind, die im Kreise noch vorhandene Energie nurmehr 4 $^0/_0$ der Energie des ganzen Schwingungsimpulses beträgt.

Es leistet übrigens auch ein Glimmlichtoszillograph mit rotierendem Spiegel wie ihn die Firma H. Boas in Berlin herstellt, zu solchen Untersuchungen ausgezeichnete Dienste.

In Fig. 3 und 4, Kurve I, ist der zeitliche Amplitudenabfall eines hochfrequenten Funkenkreises dargestellt (die Figuren sind dem Werke entnommen: Zenneck, Leitfaden der drahtlosen Telegraphie, § 11, Kap. 1). Die Figuren lassen unzweideutig die hohe Tendenz zu einem linearen Amplitudenabfall in hochfrequenten Schwingungskreisen erkennen.

Während in Fig. 3 die Amplituden völlig linear abnehmen, zeigt die Charakteristik der Fig. 4 eine kleine Krümmung nach oben während der ersten beiden Schwingungen, also wiederum einen schwachen Ansatz zu exponentiellem Amplitudenverlauf. Dieses Verhalten erklärt sich daraus, daß in diesem Falle dem Kreise noch ein fester Widerstand von 80 Ω zugefügt wurde.

Verläuft in einem Funkenkreise der Abfall der Amplituden linear, so kann man diese Gesetzmäßigkeit derselben durch die einfache lineare Zeitfunktion: $(A_1 - B_1\, t)$ darstellen. Hierin ist A die Amplitude der

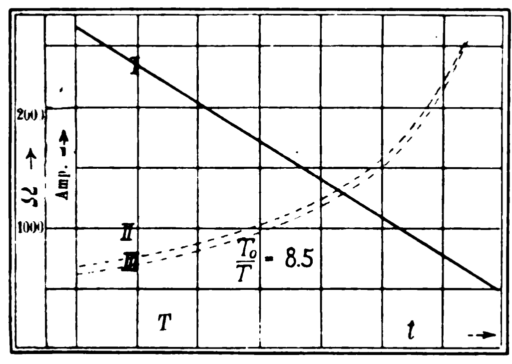


Fig. 3.

ersten Halbschwingung, während B ein während des ganzen Ausgleiches konstanter und nur von den Dämpfungsverhältnissen abhängiger Maßfaktor ist für die Geschwindigkeit des Abklingens.

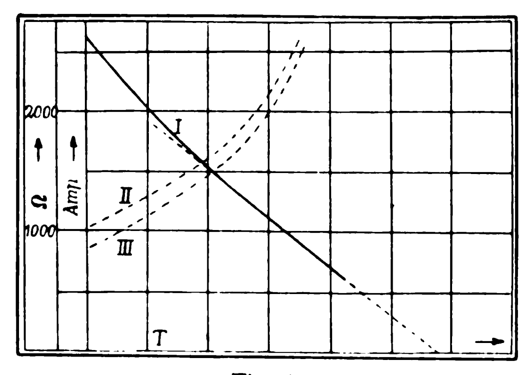


Fig. 4.

Der Ausdruck $(A_1 - B_1\, t)$ tritt hiermit an Stelle des exponentiellen Faktors e^{-at} der Thomsonschen Formel. Allerdings ist die Formulierung $(A_1 - B_1\, t)$ für die Amplitudenwerte theoretisch nicht völlig korrekt, wennschon sie, vor allem für die Praxis, genügend genaue Werte liefert, so daß sie angesichts ihrer Einfachheit vor einer völlig exakten Darstellung den Vorzug verdient.

Es wurde nämlich im Ausdruck $(A_1 - B_1 t)$ dem Faktor A_1 die Bedeutung des Wertes der Anfangsamplitude beigelegt. Dies ist nun insofern inkorrekt, als ja die Zeitzählung bei $t = 0$ beginnt, also zu einer Zeit, wo i ebenfalls noch Null ist; es bedarf vielmehr der Strom einer gewissen Zeit bis er auf den ersten Maximalwert gestiegen ist, und zwar wird dies nach der Zeit $t = \frac{T}{4}$ geschehen sein, wo T die Dauer einer vollen Schwingung ist.

Zu dieser Zeit ist nun aber der Strom nicht etwa gleich A, sondern:

$$i_{t=\frac{T}{4}} = \left(A_1 - B_1 \frac{T}{4}\right)$$

Die erste Stromamplitude ist somit stets kleiner als A, und zwar ist der Unterschied, also der durch die vorliegende Formulierung begangene Fehler um so größer, je größer das lineare Dekrement B_1 des Kreises ist.

Akzeptieren wir entgültig die Formulierung $(A_1 - B_1 t)$, so läßt sich der oszillatorische Entladestrom zu irgendeinem bestimmten Zeitmoment darstellen durch die Funktion:

$$i = (A_1 - B_1 t) \sin \omega' t \tag{2}$$

Bezüglich der Größen A_1, B_1 und ω' sei keine andere grundlegende Annahme gemacht, als jene, daß sie weder Funktionen der Zeit t, noch solche des Stromes i seien. Die Differentialgleichung eines Schwingungskreises lautet:

$$L \frac{d i}{d t} + \frac{1}{C} \int i \, d t + i R = 0 \tag{3}$$

Hierin den Ausdruck von i nach Gleichung (2) eingesetzt ergibt:

$$\left(\omega' L - \frac{1}{\omega' C}\right)(A_1 - B_1 t) \cos \omega' t + \left\{R(A_1 - B_1 t) - B_1 \left(L + \frac{1}{\omega' C}\right)\right\} \sin \omega' t = 0 \tag{4}$$

Für alle Werte von t, welche $\sin \omega' t$ zum Verschwinden bringen, erhält man leicht:

$$\omega' L = \frac{1}{\omega' C}$$

oder:

$$\omega'^2 = \frac{1}{C \cdot L} = \omega_1^{\,2} \tag{5}$$

Mit dieser Formel ist ein sehr charakteristisches Merkmal von Funkenkreisen mit linearem Dekrement ausgesprochen, nämlich: die Funkenkreise mit linearem Dekrement haben eine von ihrem Widerstande unabhängige Eigenfrequenz im Gegensatz zu Kreisen mit logarithmischen Dekrementen, bei denen die natürliche Frequenz durch die bekannte Bedingung gegeben ist:

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{CL} - \frac{R^2}{4L^2}}$$

Für alle Zeitwerte t, die $\cos \omega' t$ zum Verschwinden bringen, ist nach Gleichung (4):

$$R(A_1 - B_1 t) = B_1 \left(L - \frac{1}{\omega'^2 C}\right) \tag{6}$$

Oder nach Gleichung (5):

$$R = \frac{2 B_1 L}{A_1 - B_1 t} \tag{7}$$

Dies in Werte gefaßt sagt aus, daß der Funkenwiderstand sich umgekehrt proportional mit den Amplituden des abklingenden Stromes ändert.

Es sind nunmehr die Konstanten A_1 und B_1 zu bestimmen.

1. Offenbar ist $B_1 = A_1 \cdot \frac{1}{T_0}$, wo T_0 die Zeit vom Beginn einer Schwingung bis zu ihrem völligen Erlöschen, also die „Impuls"dauer, bedeutet.

Danach wäre Gleichung (2) in der neuen Form zu schreiben:

$$i = A_1 \left(1 - \frac{t}{T_0}\right) \sin \omega_1 t \tag{8}$$

Schließlich kann A_1 entweder aus der Beziehung:

$$Q_0 = \int i \, dt$$

oder jener:

$$\tfrac{1}{2} C V_0^2 = \int_0^{T_0} i^2 R \, dt$$

leicht bestimmt werden.

Die Auswertung des Integrals nach Substitution der Gleichung (8) liefert die Formel $A_1 = Q_0 \omega_1$, und zwar gilt jene, solange $\frac{2 T_0}{T}$ eine ganze Zahl ist, d. h. solange die Oszillation gerade dann zum Erlöschen kommt, wenn der Strom an und für sich Null ist. Solange dies nicht

der Fall ist, solange also das Erlöschen zu einem Zeitmomente eintritt, in welchem der Strom entsprechend seiner Frequenz dann nicht Null wäre, wenn das Erlöschen nicht einträte, wäre, wie sich leicht zeigen läßt, A_1 etwas größer wie $Q_0 \omega_1$. Allerdings bleibt die Differenz stets klein, selbst bei hoher Dämpfung oder, was schließlich dasselbe ist, wenn der Quotient $\frac{T_0}{T}$, der gleich der Zahl der vollen Schwingungen während eines Impulses ist, nicht groß ist. Wir erhalten somit für den Strom die vollständige Formel:

$$i = Q_0 \omega_1 \left(1 - \frac{t}{T_0}\right) \sin \omega_1 t \tag{9}$$

Bezeichnen wir schließlich mit R_0 den Widerstand zur Zeit $t = 0$, so erhalten wir für T_0 die Bezeichnung:

$$T_0 = \frac{2L}{R_0}$$

so daß die Gleichung (9) auch zu schreiben ist:

$$i = \frac{Q_0}{\sqrt{CL}} \left(1 - \frac{R_0 t}{2L}\right) \sin \frac{t}{\sqrt{CL}} \tag{10}$$

Um noch einmal zusammenzufassen, bedeutet hierin $\frac{Q_0}{\sqrt{CL}}$ die Anfangsamplitude; $\frac{1}{\sqrt{CL}}$ die Eigenfrequenz des Kreises und endlich $\left(1 - \frac{R_0 t}{2L}\right)$ den Faktor der Amplitudenabnahme.

Der hervorspringende Unterschied zwischen Funkenkreisen mit logarithmischem Dekrement und solchen mit linearem ist nun der, daß bei den ersteren das Verhältnis zweier aufeinander folgender Amplituden konstant ist, so daß, wenn J_n und J_{n+1} zwei solcher aufeinander folgender Maximalstromwerte sind, gilt:

$$\frac{J_{n+1}}{J_n} = e^{-\alpha T} \tag{11}$$

wo $e^{-\alpha T}$ der Dämpfungsfaktor ist, während dagegen bei allen Kreisen mit linearem Dekrement die Differenz $[J_{n+1} - J_n]$ konstant ist, und zwar:

$$[J_{n+1} - J_n] = A_1 \frac{T}{T_0} \tag{12}$$

wo $\frac{T_0}{T}$ einfach die Anzahl der ganzen Schwingungen per Impuls ist. Danach ist $k = \frac{T}{T_0}$ der Dämpfungsfaktor von Kreisen mit linearem Dekrement.

Ein weiterer Unterschied zwischen den beiden Gattungen von Schwingungskreisen ist der, daß, während bei Kreisen mit logarithmischem Dekrement ein periodischer Ausgleich nur solange möglich ist, als gilt $R < 2\sqrt{\frac{C}{L}}$, in Kreisen mit linearem Dekrement der Ausgleich dann schon aperiodisch wird, wenn:

$$R < \frac{2}{\pi}\sqrt{\frac{C}{L}}$$

Fig. 5.

Der Hauptunterschied zwischen den beiden Arten von Funkenkreisen liegt aber darin, daß bei Kreisen mit konstantem Ausgleichswiderstand die Amplituden theoretisch zwar mit der Zeit mehr oder weniger rasch kleiner werden, jedoch erst in der Unendlichkeit zum wirklich völligen Ausklingen kommen, d. h. zu Null werden, während bei Funkenkreisen mit linearem Dekrement die Schwingungen auch theoretisch innerhalb endlicher Zeitwerte den Wert Null erreichen, und zwar nach der wohldefinierten, vom Einsetzen der Schwingungen ab gerechneten Zeit T_0; oder, was auf das gleiche herauskommt, nach der wohldefinierten Anzahl ganzer Schwingungen $\frac{2\,T_0}{T}$.

Diese Tatsache ist auch von rein theoretischem Standpunkte aus, nämlich für die rechnerische Analyse der Schwingungen, von großer Bedeutung, angesichts der Möglichkeit, — der sich bei Kreisen mit logarithmischem Dekrement ganz außerordentliche Schwierigkeiten entgegenstellen — unter Aufwand relativ recht einfacher mathematischer Hilfsmittel den ganzen Stromverlauf während einer beliebig langen Reihe aufeinander folgender Funken resp. Schwingungsimpulse analytisch durch eine Fouriersche Reihe darzustellen.

Bedeutet nämlich T_1 den Zeitabstand zweier Impulse oder den reziproken Wert der Impulsfrequenz, so ist:

$$i = \sin \omega_1 t \sum_{\lambda = 1, 2, 3 \ldots}^{\lambda = \infty} a_\lambda \sin \frac{\lambda \pi}{T} t \tag{14}$$

wo:

$$a_m = 2 \frac{A_1}{\lambda \pi} \left(1 - \frac{T_1}{\lambda \pi T_0} \sin \frac{\lambda \pi T_0}{T_1}\right)$$

Die Berechnung des in einem sekundären, lose gekoppelten Resonanzkreise fließenden Stromes wird nach dieser Formulierung verhältnismäßig einfach [1]) und ebenso die Interpretation der Angaben eines im Funkenkreise oder in einem lose gekoppelten Resonanzkreise liegenden Wechselstrominstrumentes.

Die Auswertung obiger Reihe (14) wird zwar dann etwas verwickelt und mühevoll, wenn $\frac{T_1}{T_0}$ keine ganze Zahl ist und wenn T_1 groß ist im Verhältnis zu T_0, besondere Schwierigkeiten treten aber auch in diesem Falle nicht auf bei der Interpretation des Ausschlages eines im Funkenkreise selbst liegenden Meßinstrumentes, da solange $T_0 < T_1$, solange also kein Ineinanderhineinfließen der einzelnen Impulse eintritt, die Angaben des Instrumentes einfach proportional der Funkenfrequenz $\frac{1}{T_1}$ sind.

Man kann deshalb die Berechnung unter der Annahme durchführen: $\frac{T_0}{T_1} = 1$ und hat dann nur die Angaben des Ampere- oder Voltmeters mit $\frac{T_1}{T_0}$ zu multiplizieren.

---

1) Strom und Stromeffekt in Resonanzkreisen bei der Annahme geradlinigen Amplitudenabfalles im Primärkreise. Verh. d. D. phys. Ges. **15/16**, 753, 1913.

Wenn $\frac{T_1}{T_0} = 1$, so lautet die obige Reihe (14):

$$i = \frac{2A_1}{\pi} \sin \omega_1 t \sum_{\lambda=1,2,3,..}^{\lambda=\infty} \frac{1}{\lambda} \sin \frac{\lambda \pi}{T_1} t \qquad (15)$$

Diese Reihe konvergiert aber sehr rasch.

Doch nun zurück zu Figg. 3 und 4, in denen der zeitliche Abfall der Amplituden durch die Kurven I dargestellt wurde.

Die Kurven II stellen den totalen Ausgleichswiderstand des Funkenkreises dar, während die Kurven III den zeitlichen Verlauf des Funkenwiderstandes widergeben. Derselbe wurde berechnet nach Gleichung (7), resp. da $\frac{A_1}{B_1} = T_0$, nach der Gleichung:

$$R = \frac{2L}{T_0 - t}$$

Die Kurven lassen die Annahme berechtigt erscheinen, daß solange praktisch völlig linearer Amplitudenabfall eintritt, als der konstante Widerstand des Kreises nur $10\,^0/_0$ oder weniger des totalen Anfangswiderstandes beträgt.

Die Kurven II und III wurden als nur einfach gekrümmt gezeichnet, also ohne weitere Maximal-, Minimal- und Wendepunkte innerhalb des Widerstandsverlaufes. Eine leicht zu beweisende theoretische Berechtigung liegt nun zwar hierzu nicht vor, denn es sind ja nur jene Widerstandswerte theoretisch fest bestimmt, die den Zeiten $t = \frac{\lambda \pi}{2\omega_1}$ zugeordnet sind und es läßt sich die Annahme fürs erste nicht von der Hand weisen, daß der Widerstand des Funkens auch innerhalb jeder Schwingung infolge einer gewissen Abhängigkeit von den Momentanwerten des Stromes, Schwankungen ausführt, so daß den Kurven II und III in Figg. 3 und 4 noch eine periodische Kurve zu superponieren wäre, die die Grundkurven zu den Zeiten $t = \frac{\lambda \pi}{2\omega_1}$ schneidet.

Ein strikter Beweis, daß dem nicht so ist, d. h. daß der Funkenwiderstand wenigstens bei hochfrequenten Schwingungen praktisch nur vom Charakter des Amplitudenabfalles, nicht aber von den Momentanwerten des Stromes abhängt, ließe sich nur dann erbringen, wenn durch Versuch die Gesetzmäßigkeit des zeitlichen Verlaufes des ausschwingenden Stromes und der Spannung an der Funkenstrecke zu bestimmen

wäre, woraus sich durch Division zeitlich zusammengehöriger Spannungs- und Stromwerte sofort der wirkliche Verlauf des Funkenwiderstandes ermitteln ließe.

Stone Stone erklärt die Berechtigung der Annahme, daß, „sobald der Amplitudenabfall linear vor sich geht, der Funkenwiderstand über seinen ganzen Verlauf dem Gesetze $R = \frac{2L}{T_0 - t}$ folgt, während zy-

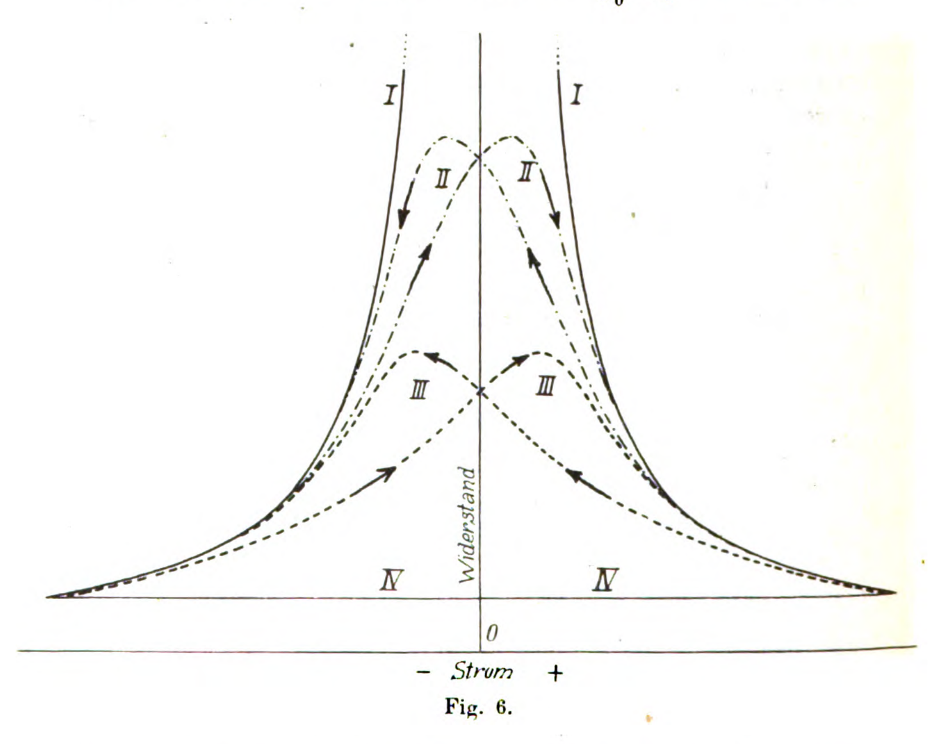


Fig. 6.

klische Schwankungen seines Wertes nur vernachlässigbarer Natur sind", vermittels des hinreichend bekannten Begriffes der „Hysteresis" des Funkenwiderstandes, und zwar in folgender Weise.

Wie bekannt, ist der Zusammenhang zwischen Spannung und Strom an einer Funkenstrecke, welch letzterer diese in ein und derselben Richtung durchfließt, gegeben durch die Beziehung:

$$V = a + \frac{b}{i} \tag{16}$$

wo a und b innerhalb eines gewissen Bereiches unabhängig vom Strome i sind. Hiernach wäre der Funkenwiderstand:

$$R = \frac{V}{i} = \frac{a}{i} + \frac{b}{i^2} \tag{17}$$

Der Funkenwiderstand wird bei ganz langsamer Veränderung des über die Funkenstrecke fließenden Stromes somit mit abnehmendem Strome kleiner und kleiner, um schließlich für $i = 0$ selbst den Wert ∞ zu erreichen. Die Abhängigkeit zwischen Strom und Funkenwiderstand wäre also etwa eine solche wie die durch die Kurve I, Fig. 6, gegebene.

Würde nun ein Strom von außerordentlich niedriger Frequenz über eine Funkenstrecke fließen, so würde dieser Strom und die entsprechende Funkenspannung durch Kurve I der Fig. 7 darzustellen sein. Die bis jetzt gegebenen Widerstands- resp. Spannungskurven sind statischer Natur, indem jedem Stromwerte ein nach der Änderung des Stromes längst stationär gewordener Widerstands- resp. Spannungszustand koordiniert wurde.

Ganz anders liegen die Verhältnisse, wenn die Frequenz des Stromes mehr und mehr zunimmt, es treten dann an Stelle statischer neue, und zwar dynamische Funkencharakteristiken, welche die Eigenschaft des Funkens zum Ausdruck bringen, bei hoher Wechselfrequenz den Momentanwerten des Stromes nicht mehr in seinem Widerstandswerte folgen zu können.

Der Funkenwiderstand ist kaum mehr von diesen Momentanwerten des Stromes, sondern fast einzig von der „Vorgeschichte seines Entstehens" abhängig. Der Widerstandswert bleibt bei zunehmender Stromfrequenz hinter den Stromänderungen mehr und mehr zurück, oder besser gesagt, er hinkt hinter den Werten der statischen Charakteristik $R = \frac{a}{i} + \frac{b}{i^2}$ nach. Es ist dies eben die bekannte Erscheinung der Hysteresis.

So würde bei einer Periode des sinusförmigen Stromes von 100 der zeitliche Verlauf der Spannung an der Funkenstrecke vielleicht durch Kurve II, Fig. 7 gegeben sein. Dem entspräche eine Abhängigkeit des Funkenwiderstandes vom Strome entsprechend der Kurve II in Fig. 6.

Ist nun die Frequenz des Stromes wiederum aufs Doppelte gestiegen, so würde sich eine Spannungskurve einstellen von der Form



etwa der Kurve III, Fig. 7. Kurve III, Fig. 6, gibt die entsprechende Stromabhängigkeit des Widerstandes wieder.

Aus diesem Verhalten läßt sich nun der Schluß ziehen, daß mit stets zunehmender Frequenz des Stromes sich die Spannungskurve immer mehr der Form der Stromkurve anschmiegt, bis sie schließlich

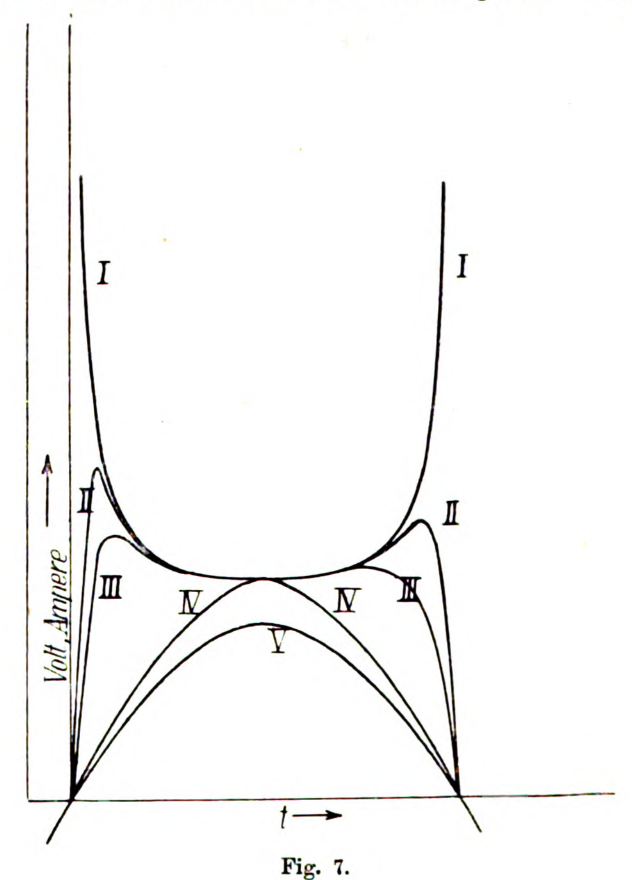


Fig. 7.

bei genügend hoher Frequenz praktisch völlig konform mit dieser verläuft wie die Spannungskurve IV der Fig. 7. Dem entspräche dann ein praktisch völlig konstanter Widerstand, wie er in Fig. 6 durch die Gerade IV angedeutet ist. Für einen hochfrequent ausklingenden Schwingungsimpuls würde also der Funkenwiderstand infolge der Hysteresiserscheinung den Oszillationen des Stromes selbst nicht folgen

können, sondern in seinem Werte einzig durch den Amplitudenabfall beeinflußt werden, wonach die Annahme der Gültigkeit der Gleichung $R = \frac{2L}{T_0 - t}$ zu jedem beliebigen Zeitmoment des ganzen Impulses als berechtigt erscheinen muß.

Ludwig Kühn.

(Eingesandt 20. April 1915.)

Adresse des Autors: Institute Radio Eng. 111 Broadway. New York.

Der Einfluß von Gas und Elektrodenmaterial bei kurzen Metallfunkenstrecken.[1])

Von **E. Taege.**

Mit 2 Tafeln.

a) Der Zweck der Untersuchung und das Prinzip der Messung.

Die Untersuchung erstreckt sich auf die Löschwirkung von Funkenstrecken; daß für diese das Material der Elektroden und die Beschaffenheit des Gases, in dem sie sich befinden, von wesentlicher Bedeutung sind, ist bekannt. Das Ziel der vorliegenden Arbeit war es in erster Linie, zu untersuchen, ob chemische Einflüsse das Ausschlaggebende für dieses verschiedene Verhalten der Metalle und Gase sind oder ob ihre physikalischen Eigenschaften zur Erklärung ihrer Wirkung ausreichen.

Es erscheint am nächstliegenden, zu diesem Zwecke den für die Praxis besonders wichtigen Fall, nämlich Koppelung mit einem abgestimmten Sekundärkreis, herzustellen und die Güte der Löschwirkung unmittelbar zu untersuchen. Allein in diesem Fall hängt die Löschwirkung außer von den Eigenschaften der Funkenstrecke noch in hohem Maße von dem Koppelungsgrad ab, und zwar in keineswegs übersichtlicher Weise; die „Koppelungskurven" (Abszisse-Koppelungsgrad, Ordinate-Stromeffekt im Sekundärkreis) weisen eine ganze Reihe von Maximis und Minimis auf. Es wäre unter diesen Umständen ganz unmöglich gewesen, einen eindeutigen Vergleich zu erhalten zwischen einer so großen Reihe von Funkenstrecken, wie sie sich durch Variation von Elektrodenmaterial, Gas und Elektrodenabstand

1) Nach der gleichnamigen Dissertation, Göttingen 1914. Daselbst siehe auch die Literaturnachweise.

ergab. Es wurde deshalb eine Anordnung gewählt, die zwar nicht gestattet, die Güte der Löschwirkung in jenem praktisch besonders wichtigen Fall unmittelbar zu untersuchen, die aber ein bis zu einem gewissen Grad eindeutiges, vom Koppelungsgrad unabhängiges Maß für die Löschwirkung der betreffenden Funkenstrecke liefert und gestattet, eine Reihe von Funkenstrecken auf ihre Löschwirkung zu vergleichen.

Diese Anordnung bestand in der extrem festen Koppelung von zwei sehr stark verstimmten Systemen in der Form, wie sie Fig. 1 zeigt. Als Primärkreis (Stoßkreis) ist hier der Kreis *AFBLC* auf-

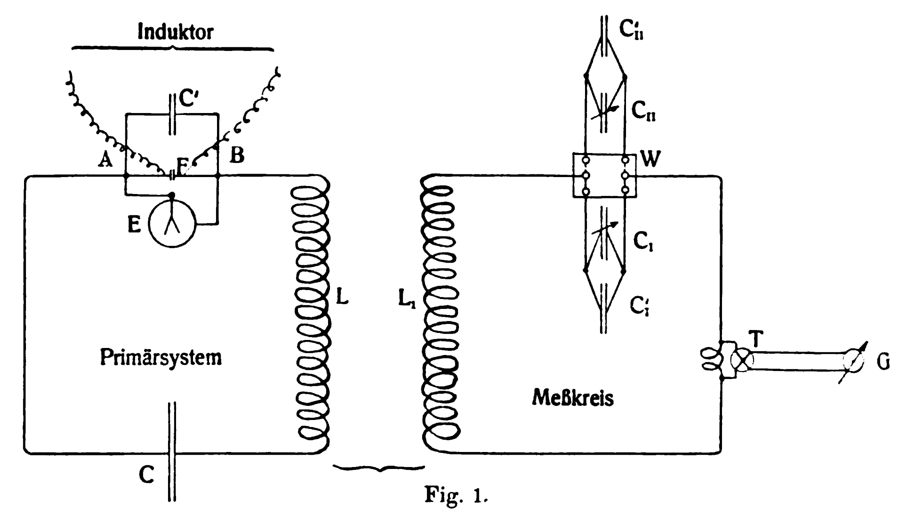


Fig. 1.

zufassen, als Sekundärsystem *AC'BLC*. Figg. 2 und 3 zeigen die Resonanzkurve dieses Systems bei kleiner Funkenlänge, aufgenommen mit Hilfe eines lose damit gekoppelten Meßkreises. Wie experimentell festgestellt wurde, entsprechen die Maxima dieser beiden Kurven (bis auf mindestens $1^0/_0$) der Eigenfrequenz des Kreises *AFBLC* (im folgenden mit I bezeichnet) und derjenigen des Kreises *AC'BLC* (im folgenden II genannt).

Die Anordnung liefert also im wesentlichen die Eigenschwingungen der beiden Kreise I und II.[1]) Das Zustandekommen der Schwingung

1) Natürlich entsteht auch die Eigenschwingung des Kreises *AFBC'*. Da seine Frequenz aber viel größer war als die der Kreise I und II, so wurde dadurch, wie ausdrücklich experimentell geprüft wurde, das Verhältnis α_{II}/α_I (s. unten) nicht merklich beeinflußt.

im Kreise II läßt sich am einfachsten so erklären, daß die Schwingung durch die Funkenstrecke bei einem gewissen Werte der Spannung abreißt und die noch vorhandene Energie dann im funkenlosen Kreise ausschwingt. Bezeichnet man mit a_I und a_{II} die Galvanometerausschläge im Meßkreise bei Abstimmung auf die Schwingung I bzw. II, so ist, wie eine einfache Überlegung[1]) zeigt, das Verhältnis a_{II}/a_I um so größer, je größer die Spannung, bei der der Funken abreißt,

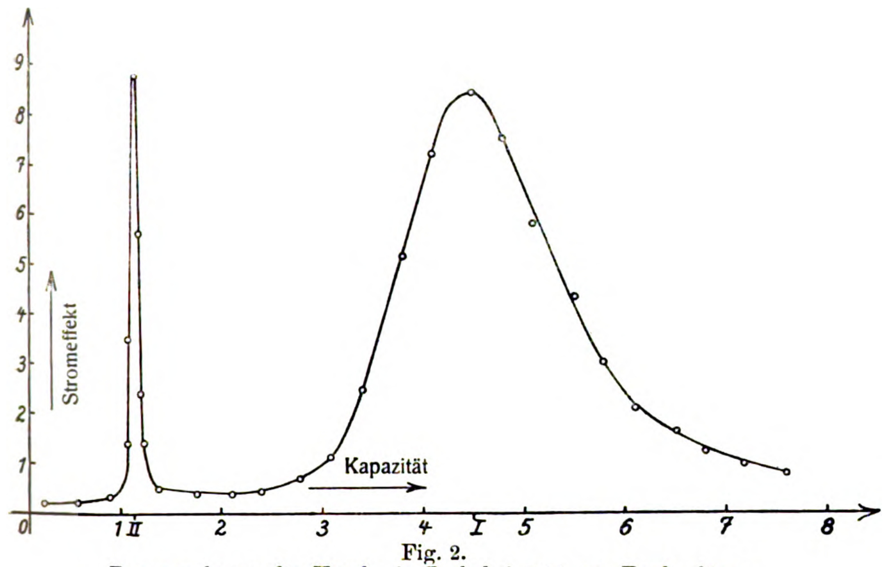


Fig. 2.
Resonanzkurve für Kupfer in Luft bei 0,11 mm Funkenlänge.

im Verhältnis zur Anfangsamplitude der Spannung und je größer das Dekrement des Kreises I ist. Man ist daher berechtigt, a_{II}/a_I als Maß für die Güte der Löschwirkung anzusehen; denn man wird einer Funkenstrecke einmal dann eine gute Löschwirkung zuschreiben, wenn sie den Funken bei einem Werte der Spannung zum Abreißen bringt, der möglichst groß ist im Vergleich mit der Spannungsamplitude, andererseits dann, wenn der Spannungsabfall in möglichst wenigen Perioden erfolgt, d. h. wenn das Dekrement des Funkenkreises groß ist.

Insofern gibt also das Verhältnis a_{II}/a_I ein Maß für die Löschwirkung der betreffenden Funkenstrecke, ohne daß damit behauptet werden soll, daß der Mechanismus der Löschwirkung im vorliegenden Fall genau derselbe ist wie bei der Koppelung abgestimmter Systeme.

1) Siehe die Dissertation!

Daß dem absoluten Wert des Verhältnisses a_{II}/a_{I} keine Bedeutung zukommt, daß es vielmehr von den Konstanten der gewählten Anordnung abhängt, ist ohne weiteres klar. Da es sich aber für den vorliegenden Zweck nur um relative Messungen, um den Vergleich mehrerer Funkenstrecken unter genau denselben Bedingungen handelt, so bedeutet dies keinen Nachteil.

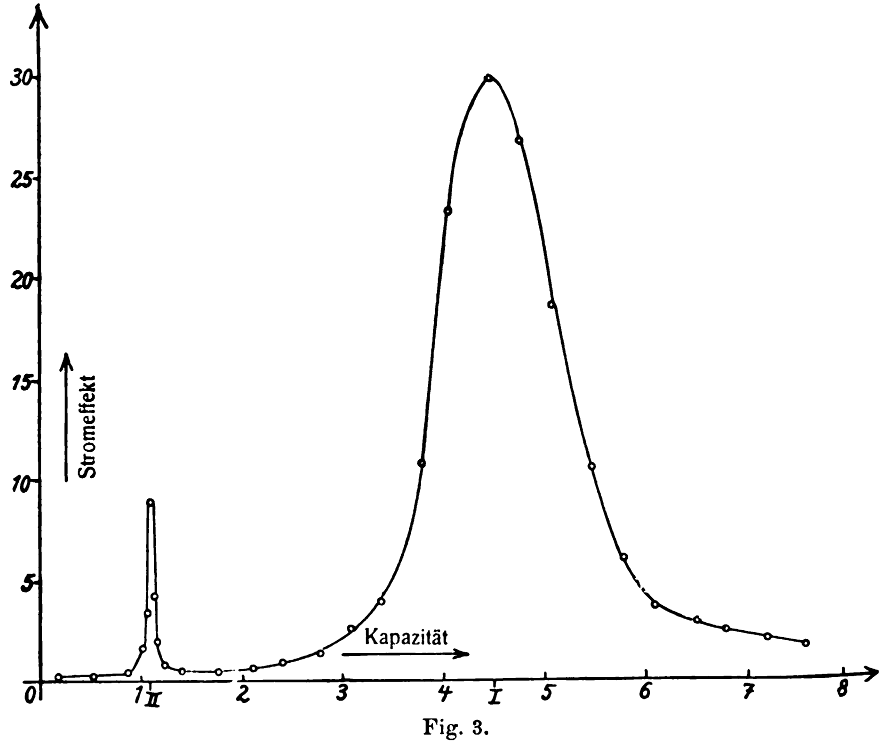


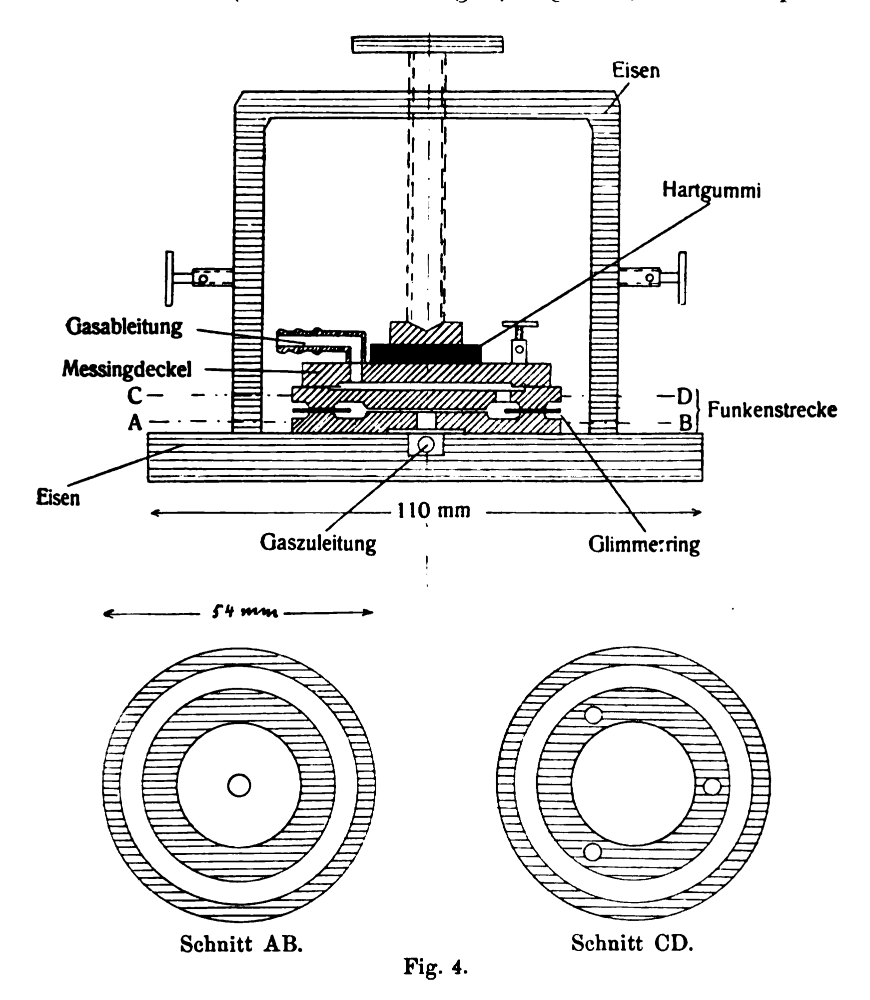
Fig. 3.
Resonanzkurve für Kupfer in Luft bei 0,21 mm Funkenlänge.

b) Einzelheiten der Versuchsanordnung.

Benutzte Wellenlängen:

Kreis I	: $\lambda = 790$ m,
„ II	: $\lambda = 380$ m,
„ *AC'BF*	: $\lambda = 58$ m.
Kapazität von *C*	: $6{,}4 \times 10^{-3}$ M.F.
„ „ *C'*	: $1{,}8 \times 10^{-3}$ M.F.
Entladungszahl	: 54 Funken pro Sek.

Die Konstruktion der benutzten Funkenstrecke geht aus Fig. 4 hervor. Das Gas wurde durch eine zentrale Öffnung in der einen Plattenelektrode (Schnitt *AB* der Fig. 4) eingeführt, durch drei peri-



Schnitt AB. Schnitt CD.

Fig. 4.

pher gelegene Öffnungen der anderen Plattenelektrode (Schnitt *CD* der Fig. 4) abgeführt: dadurch war dafür gesorgt, daß fortgesetzt neues Gas zwischen die Elektroden gelangte.

Untersucht wurden die Metalle Messing, Kupfer, Silber, Platin, Nickel, Zink, Aluminium, Magnesium in den Gasen Luft, Sauerstoff,

Stickstoff, Methan, Leuchtgas, Wasserstoff, Ammoniak und Chlor und in den Dämpfen von Wasser, Alkohol, Benzol und Kohlenstofftetrachlorid.

Bei dem geringen Elektrodenabstand (0,1—0,3 mm) wurde besondere Sorgfalt darauf verwandt, den Platten eine möglichst ebene und glatte Oberfläche zu geben. Zu diesem Zwecke wurden die beiden Platten der Funkenstrecke zunächst auf der Drehbank gegeneinander abgeschliffen und dann auf ebener Unterlage mit Englischrot poliert, so daß sie ein gutes Spiegelbild gaben.

Bei dem Gebrauch hat man vor allem mit dem Übelstande zu kämpfen, daß der Funken sich festfrißt, d. h. vorwiegend an einer Stelle übergeht, an der sich dann gewöhnlich eine kleine Erhöhung bildet, so daß die Funkenlänge eine geringere wird als die Dicke des Glimmerringes. Dieses Festfressen läßt sich bei einer Reihe von Metallen dadurch vermeiden, daß man in der oben beschriebenen Weise für eine genügend glatte und gleichmäßige Oberfläche sorgt. Bei bestimmten Metallen ist es aber unmöglich, für längere Zeit einen gleichmäßigen Funkenübergang zu erhalten: bei Zinn, Zink und Aluminium war dies in besonders hohem Maße der Fall. Am gleichmäßigsten und am geringsten werden Kupfer, Messing, Silber und Platin angegriffen. Nickel und besonders Magnesium werden stärker angegriffen; doch frißt sich der Funken auch bei ihnen nicht leicht fest.

c) Ergebnisse der Messungen.

1. Einfluß der Funkenlänge.

Mit Verkleinerung der Funkenlänge nimmt die Löschwirkung bei allen untersuchten Metallen und in allen Gasen stark zu.

2. Einfluß des Gases.

Als Reihenfolge der Gase, geordnet nach zunehmender Löschwirkung, ergab sich:

Chlor, Stickstoff, Luft, Sauerstoff, Ammoniak, Methan, Leuchtgas, Wasserstoff.

Die Löschwirkung ist für alle Metalle um so besser, einen je größeren Wert das Wärmeleitvermögen und die Ionenbeweglichkeit des Gases besitzt. Ein Grund für Annahme, daß bei der Löschwirkung chemische Reaktionen zwischen den Metalldämpfen und den umgebenden Gasen eine ausschlaggebende Rolle spielen, liegt nach diesen Resultaten nicht vor.

3. Einfluß von Dämpfen.

Die Anwesenheit von Dämpfen in einem Gase erhöht die Löschwirkung. Die chemische Zusammensetzung des Dampfes scheint dabei keinen wesentlichen Einfluß auszuüben.

Erklären läßt sich der Einfluß von Dämpfen in der folgenden Weise: die in der ersten Halbperiode der Schwingung gebildeten negativen Ionen werden sofort zu Kondensationskernen für die Dämpfe, mit denen das Gas ganz oder nahezu gesättigt war; dadurch wird ihre Masse so stark vergrößert, daß diese Ionen für die folgenden Halbperioden der Schwingung unschädlich gemacht sind, d. h. daß sie bei den zur Verfügung stehenden Feldern nicht mehr imstande sind, Stoßionisation hervorzurufen.

4. Einfluß des Metalls der Elektroden.

Als Reihenfolge der Metalle, geordnet nach zunehmender Löschwirkung, ergab sich:

Mg, $\overbrace{\text{Al, Ni, Zn,}}$ $\overbrace{\text{Ag, Pt, Cu, Messing.}}$

Die durch eine Klammer zusammengefaßten Metalle sind in ihrer Löschwirkung ungefähr gleichwertig. Der Unterschied zwischen Mg und der Ni-Gruppe ist dabei bedeutend größer als zwischen der Ni- und der Cu-Gruppe. Die Reihenfolge der Metalle geht weder ihrem verschiedenen Wärmeleitvermögen, noch der Temperaturleitfähigkeit parallel.

Die weitverbreitete Ansicht, daß Kupfer und Silber deshalb besonders günstig für Stoßerregung sind, weil sie eine besonders hohe Wärmeleitfähigkeit besitzen, ist also in dieser Form jedenfalls nicht richtig. Daß vermöge des hohen Wärmeleitvermögens Elektroden aus Kupfer und Silber sich besonders leicht kühlen lassen, daß es demnach bei solchen Löschfunkenstrecken in der Praxis besonders leicht ist, eine schädliche Erhitzung der Elektroden durch hohe Funkenzahl und starken Strom zu verhindern, gehört in einen anderen Zusammenhang.

d) Untersuchung von Funkenstrecken im rotierenden Spiegel.

Zur weiteren Klärung der Frage, welcher physikalischen Eigenschaft der Metalle ihre Löschwirkung parallel geht, wurden eine Untersuchung von Funkenstrecken im rotierenden Spiegel sowie spektroskopische und mikroskopische Beobachtungen vorgenommen.

Bei Cu, Ag, Messing, Pt, Au, Pb erschien im Spiegel stets das bekannte Bild der Feddersenschen Methode: Figg. 5a—d, Tafel I; zwischen den einzelnen Entladungen herrschte völlige Dunkelheit.

Bei Magnesium lieferte der Wechselstrombetrieb schon in Wasserstoff ein wesentlich anderes Bild. Zwischen den Hauptentladungen (Fig. 6a, AB), die jeder Halbperiode des Wechselstroms entsprachen, traten noch eine größere oder kleinere Zahl von „Nachzüglern" auf, augenscheinlich Entladungen von viel kleinerer Amplitude (Fig. 6a, CD; besonders gut sind diese Nachzügler in Luft, Figg. 6b u. c, zu sehen). Zu diesen Nachzüglern kam in Stickstoff ein schwaches Leuchten der Elektroden an der Ansatzstelle des Funkens hinzu, das am stärksten war unmittelbar nach einer Hauptentladung und meist bald nachher verschwand. In Sauerstoff bzw. Luft nahm sowohl die Dauer als die Stärke dieses Nachleuchtens so stark zu, daß eine oder beide Ansatzstellen des Funkens im rotierenden Spiegel eine fast ununterbrochene, hell leuchtende Linie bildete (vgl. Fig. 6b).

Daß es sich bei diesem Leuchten um ein wirkliches Glühen der Ansatzstelle handelt, ergab die spektroskopische Betrachtung der Funkenstrecke sowie spektrographische Aufnahmen. Bei Magnesium tritt an der oberen und unteren Begrenzung des Spektrums, die den Ansatzstellen des Funkens entspricht, ein kontinuierliches Spektrum auf, ein Zeichen, daß das Leuchten an diesen Stellen von einem glühenden festen Körper herrührt. Bei Kupfer- und Silberelektroden hingegen fehlte dieses kontinuierliche Spektrum stets, wie auch im rotierenden Spiegel niemals ein Nachleuchten sich bemerkbar machte.

Bei Betrieb mit Funkeninduktor und unterbrochenem Gleichstrom war die Erscheinung wesentlich dieselbe wie bei Wechselstrombetrieb, dagegen fehlten bei Betrieb mit Influenzmaschine die Nachzügler bei Magnesium vollkommen (Fig. 6d). Das Nachglühen der Elektroden war auch hier vorhanden, beschränkte sich aber auf die Zeit unmittelbar nach einer Entladung.

Die Funkenaufnahmen der Zinn- und Zinkelektroden (Fig. 7a und b der Tafel II) nehmen eine Mittelstellung ein: sie nähern sich den Aufnahmen bei Magnesiumelektroden insofern, als auch bei ihnen ein wenn auch nur schwaches und auf den photographischen Aufnahmen nicht sichtbares Nachglühen auftritt und dementsprechend auch bei spektroskopischer Betrachtung des Funkens sich eine beiderseitige kontinuierliche Begrenzung des Spektrums ganz schwach zeigt. Auf der anderen Seite stellt das vollkommene Fehlen von Nachzüglern Zinn und Zink mehr in die Nähe der Kupfer-Silber-Gruppe.

Bei einer Reihe von Aufnahmen des Magnesiumfunkens im rotierenden Spiegel sind vor der eigentlichen Entladung zwei kurze Streifen auf beiden Seiten der Funkenbahn sichtbar, genau derselben Art, wie sie von dem oben besprochenen Glühen der Elektroden nach der Entladung herrühren (z. B. in Fig. 6c rechts oben sichtbar). Es lag daher die Vermutung nahe, daß es sich hier um ein zeitliches „Vorleuchten“ der Elektroden handelte, etwa hervorgerufen durch eine der eigentlichen Funkenentladung vorausgehende Glimmentladung. Indessen ergab die nähere Untersuchung, daß dieser Schluß nicht richtig ist. Die Erklärung dieser Erscheinung ist vielmehr die folgende. Beim Einsetzen des Funkens erscheinen die beiden Vorderflächen der Elektroden in ihrer ganzen Ausdehnung infolge diffuser Reflexion des sehr starken Funkenlichts hell leuchtend. Ihr Bild bei der Aufnahme von der Seite erscheint demnach als zwei hellleuchtende Striche senkrecht zur Funkenbahn (vgl. Fig. 8e—h der Tafel II). Die Striche treten dann auch bei der Aufnahme im rotierenden Spiegel auf und täuschen das erwähnte „Vorleuchten“ vor. Eine Bestätigung dieser Auffassung liegt in der Tatsache, daß bei der Verwendung möglichst vollkommener Spitzen als Elektroden das Vorleuchten stets fehlte und daß bei anderen Elektrodenformen die beobachteten Striche um so länger ausfielen, je breiter die benutzten Elektroden waren.

Auch bezüglich der Ansatzstelle des Funkens zeigte sich ein wesentlicher Unterschied zwischen der Kupfer–Silber-Gruppe einerseits, Magnesium andererseits. Bei Elektroden der ersten Gruppe zeigten schon die photographischen Aufnahmen einer einzigen Entladung ohne rotierenden Spiegel (Fig. 8a—d der Tafel II), daß die Ansatzstelle des Funkens während des Ablaufs einer Entladung ihren Platz wechselt, ähnlich wie etwa bei einem Hörnerblitzableiter. Die Aufnahmen im rotierenden Spiegel bestätigen dies (Fig. 5c und d): sie zeigen, daß von Periode zu Periode ein lebhaftes Hin- und Herwandern der Ansatzstelle des Funkens stattfindet, meist in der Weise, daß der Funken von der Stelle kürzesten Elektrodenabstandes fort nach außen zu wandert, so daß bei der benutzten Elektrodenform auf diese Weise die Funkenlänge wächst (vgl. Fig. 5c und d). Bei Magnesiumelektroden hingegen bleibt die Ansatzstelle des Funkens während einer Entladung stets an derselben Stelle, wie aus den Aufnahmen im ruhenden und rotierenden Spiegel (Fig. 8e—h und Fig. 6b und d) übereinstimmend hervorgeht.

Die mikroskopische Betrachtung des Magnesiumfunkens er-

gab, daß bei Magnesium der Funken längere Zeit (nicht nur auf die Dauer einer Entladung) an derselben Stelle übergeht. Er setzt an einem der vielen kleinen Zacken der rauhen Oberfläche an, der dabei hell aufglüht und schließlich schmilzt oder verdampft, häufig auch glühend fortgeschleudert wird. Von diesem Augenblicke an geht der Funken auf eine andere Stelle über.

e) Erklärung des verschiedenen Verhaltens der Metalle aus ihrer verschiedenen Elektronenemission.

Alle diese unter d) beschriebenen Beobachtungen legen den Gedanken nahe, daß der Grund für den Unterschied zwischen Magnesium und der Kupfer–Silber-Gruppe in einer sehr viel stärkeren Elektronenemission von Magnesium liegt.

Man hätte sich dann die Beobachtungen an Magnesiumelektroden in folgender Weise zu erklären. Wenn in der ersten Halbperiode an einer Stelle der Elektrode ein Funken übergeht, so wird die Ansatzstelle erhitzt, und infolge der Erhitzung findet an der betreffenden Stelle eine so starke Elektronenemission statt, daß während der folgenden Halbperioden der Funke stets wieder an dieser Stelle ansetzt. Die Folge davon ist, daß diese Stelle immer mehr erhitzt und die Elektronenemission immer mehr gesteigert wird. Diese lokale Erhitzung der Elektroden hält auch noch an, wenn die Entladung schon abgelaufen ist, so daß jetzt schon verhältnismäßig kleine Spannungen genügen, um eine neue Entladung von kleinerer Amplitude, die oben beschriebenen Nachzügler, hervorzurufen. Durch diese Nachzügler, bei denen der Funke wieder an der alten Ansatzstelle übergeht, wird diese Stelle immer wieder von neuem erhitzt und dadurch die Funkenstrecke immer wieder von neuem ionisiert, so daß auch bei den folgenden Hauptentladungen der Funke wieder die alte Ansatzstelle wählt. In Gasen mit verhältnismäßig schlechtem Wärmeleitvermögen (Stickstoff und Luft) steigert sich die Erhitzung der Funkenansatzstelle bis zum Glühen, während in Wasserstoff mit seinem guten Wärmeleitvermögen die Temperatur nicht so hoch wird, daß ein sichtbares Leuchten eintritt. — Daß bei Betrieb mit der Influenzmaschine die Nachzügler nicht beobachtet wurden, spricht nicht gegen die angegebene Auffassung. Voraussetzung für Nachzügler ist natürlich, daß die Elektrizitätsquelle nach Ablauf der Hauptentladung genügend rasch Elektrizität nachliefert, um die Kondensatoren auf eine genügend hohe Spannung aufzuladen. Dies trifft wohl bei Verwendung eines Funkeninduktors, und zwar sowohl bei Wechselstrom-

betrieb als bei Betrieb mit Unterbrecher und starkem Gleichstrom zu, nicht aber bei der Influenzmaschine.

Wenn dagegen bei den Elektroden der Kupfer–Silber-Gruppe ein Funke übergegangen ist, so wird die Ansatzstelle des Funkens ebenfalls erwärmt, aber die Elektronenemission ist so gering, daß der Funke in der nächsten Halbperiode nicht an derselben Ansatzstelle übergeht, sondern ähnlich wie der Bogen am Hörnerblitzableiter denjenigen Weg im Gase wählt, der von der vorhergehenden Halbperiode her noch am stärksten ionisiert ist. Da auf diese Weise die Ansatzstelle des Funkens auf der Elektrode fortgesetzt wechselt, so fällt jeder Grund für eine starke lokale Erhitzung, wie sie bei Magnesium beobachtet wurde, weg.

Bei Zinn und Zink nähert sich die Stärke der Elektronenemission schon derjenigen von Magnesium. Infolge davon geht auch hier der Funken während einer Entladung stets an derselben Stelle über, und die Ansatzstelle erhitzt sich auch hier in Gasen von geringem Wärmeleitvermögen bis zum Glühen, wenn auch nicht in demselben Maße wie bei Magnesium. Die Elektronenemission reicht aber auch bei diesem schwachen Glühen nicht aus, um die Erscheinung der Nachzügler hervorzurufen.

Die Annahme, die der ganzen Erklärung zugrunde liegt, daß nämlich der Grund für das verschiedene Verhalten der Metalle in ihrer verschiedenen Elektronenemission zu suchen ist, ist nicht ad hoc gemacht; sie ist vielmehr durch Beobachtungen auf anderen Gebieten sehr nahe gelegt. Es ist bekannt, daß die Elektronenemission eines Metalls beim lichtelektrischen Effekt um so stärker ist, je elektropositiver das Metall ist; die Elektronenemission bei Magnesium ist demnach größer als bei allen übrigen hier untersuchten Metallen. Die Erfahrungen ferner, die man mit der Elektronenemission glühender Metalloxyde (Wehnelt-Kathoden) gemacht hat, stellen ebenfalls Magnesium an die Spitze aller hier untersuchten Metalle.

Es ist freilich zweifelhaft, ob man die Erfahrungen beim lichtelektrischen Effekt und bei den Wehnelt-Kathoden auf den vorliegenden Fall übertragen darf. Wenn es aber gestattet ist, dann war nach jenen Erfahrungen anzunehmen, daß Calcium, das noch elektropositiver als Magnesium ist, und dessen Oxyd als Wehnelt-Kathode noch wesentlich wirksamer ist als dasjenige von Magnesium, auch die bei Magnesium beobachteten Erscheinungen in noch erhöhtem Maße zeigen würde. Diese Vermutung hat sich in der Tat bestätigt:

sowohl das Nachleuchten der Ansatzstellen des Funkens nach Ablauf der Entladung als auch die Nachzügler sind bei Calcium in noch größerer Zahl vorhanden als bei Magnesium (vgl. die Fig. 9a—c der Tafel II).

Die unter d) besprochenen Beobachtungen drängen zu dem Schluß, daß auch der Grund für die verschiedene Löschwirkung der Metalle in der Anordnung von Fig. 1 in ihrer verschiedenen Elektronenemission zu suchen ist. Bei Magnesium mit seiner großen Elektronenemission bleibt die Ionisation zwischen den Elektroden und damit die „Leitfähigkeit" der Funkenstrecke verhältnismäßig groß; der Abfall der Amplitude erfolgt deshalb viel langsamer als bei den Metallen mit kleinerer Elektronenemission, bei denen die geringe Ionisation der Funkenstrecke entweder zu einem sehr großen Energieverbrauch und damit zu einer starken Dämpfung der Schwingungen oder zu einem vorzeitigen Abreißen führen muß. In beiden Fällen muß bei Metallen mit kleiner Elektronenemission das Verhältnis a_{II}/a_{I}, das für uns die Güte der Löschwirkung definiert, größer ausfallen als bei Metallen mit großer Elektronenemission.

Die verschiedene Elektronenemission der Metalle erklärt auch ohne weiteres ihre verschiedene Wirkung bei der gewöhnlichen Löschfunkenanordnung (Koppelung von zwei abgestimmten Systemen). Dort kommt es darauf an, daß die Funkenstrecke nach der ersten halben Schwebung sich so vollständig als möglich entionisiert, damit sie während der folgenden Perioden nicht wieder zündet. Auch dort muß also ein Metall mit großer Elektronenemission (Magnesium, Calcium), das immer wieder von neuem Elektronen in die Funkenstrecke hinein aussendet, besonders ungünstig sein. Es können nur Metalle mit sehr kleiner Elektronenemission (Kupfer-Silber-Gruppe) günstige Wirkung ergeben.

Die verschiedene Elektronenemission der Metalle erklärt auch eine Reihe von anderen Beobachtungen bezüglich des Funkendekrements, des zeitlichen Verlaufes der Spannung an der Funkenstrecke, der Änderung der Frequenz durch die Funkenstrecke usw. ohne weiteres.

Die vorstehenden Untersuchungen wurden Ostern 1912 bis Herbst 1913 in dem Physikalischen Institut der Technischen Hochschule Danzig unter Leitung von Herrn Professor Dr. Zenneck ausgeführt.

(Eingesandt 6. September 1915.)

Adresse des Autors: Funker-Ersatzabteilung 5,
Königswusterhausen bei Berlin.

Fig. 6.

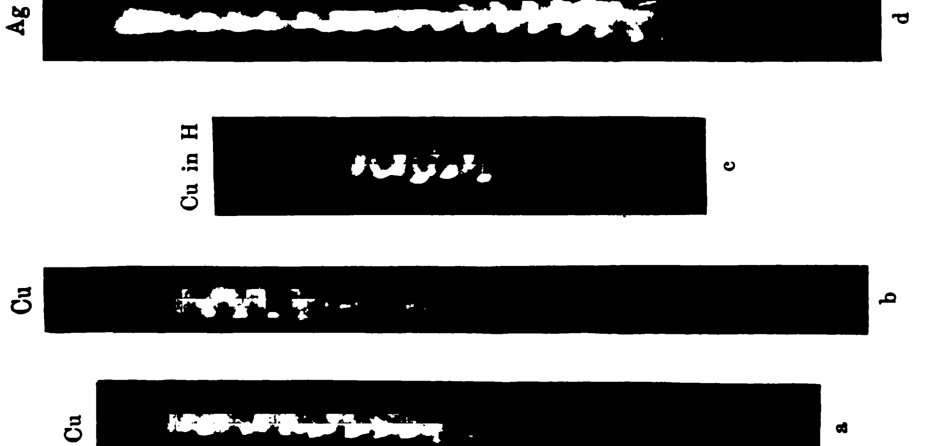
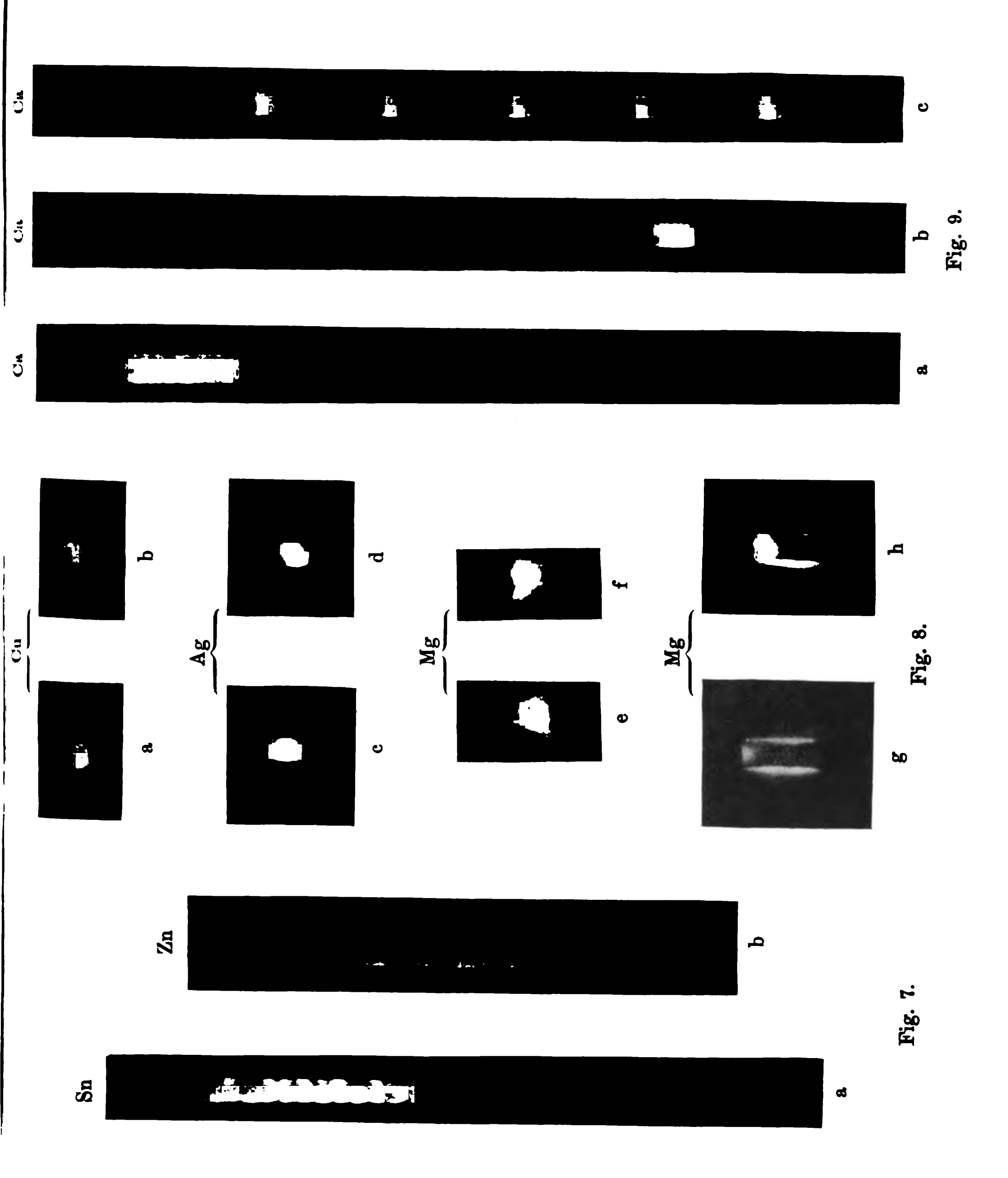


Fig. 5.

E. Taege.

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.



E. Taege.

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Henry Plunkett Dwyer in San Francisco, Cal., V. St. A., hat sich durch das D. R. P. Nr. 288399 und durch das denselben Gegenstand betreffende Schweizer Patent Nr. 69231 einen Oszillator zur Erzeugung elektromagnetischer Wellen schützen lassen. Bei diesen besitzt die eine der Elektroden eine mittlere Öffnung, aus der eine Flüssigkeit gegen die Oberfläche der gegenüberliegenden Elektrode strömt. Das Wesen der Erfindung besteht darin, daß zur Erzielung eines möglichst intensiven Austausches von Flüssigkeit an der zu kühlenden Oberfläche die Ausströmflüssigkeit der Austrittsöffnung durch einen besonderen Kanal zugeleitet wird und der übrige Teil dieser Oberfläche durch eine besondere Flüssigkeitszirkulation gekühlt wird. Die genannte Öffnung ist durch ein von außen verstellbares Nadelventil regelbar gemacht, und die Elektrode, welche der mit Ausströmöffnung versehenen Elektrode gegenübersteht, ist hohl; sie wird ferner durch eine gegen die Rückwand strömende Flüssigkeit gekühlt und ist auf einem drehbaren Träger in mehrfacher Anordnung vorhanden, um nach Bedarf eine Auswechselung dieser Elektrode herbeizuführen. Das die Kühlflüssigkeit zuführende Rohr kann zwecks Ermöglichung einer Drehung des Elektrodenträgers von außen zurückgezogen werden, während durch geeignete Wahl des Übersetzungsverhältnisses eine außen in eine volle Umdrehung zu versetzende Kurbel die nächste Elektrode an die Stelle der vorhergehenden bringt.

Die Telephon-Fabrik Aktiengesellschaft vormals J. Berliner in Wien hat sich durch das österreichische Patent Nr. 68445 eine automatische Zündvorrichtung und Regulierung für Hochfrequenzgeneratoren in der drahtlosen Telegraphie schützen lassen. Diese Zündvorrichtung besitzt zwei Elektroden, die zur Inbetriebsetzung miteinander berührt und hierauf auf eine bestimmte Distanz wieder entfernt werden müssen. Diese Berührung und Entfernung der beiden Elektroden erfolgt durch einen Elektromotor. Das Wesen der Erfindung besteht darin, daß die Dauer der Reguliertätigkeit des Motors durch die räumliche Entfernung zwischen den beiden Elektroden des Schwingungserzeugers begrenzt wird. Die Begrenzung der achsialen Beweguug der beweglichen Elektrode erfolgt dadurch, daß von der Welle, welche mit dem Anker des Motors verbunden ist, durch Reibung ein Hebel mitgenommen wird, welcher mit einem verstellbaren Kontakt so zu-

sammenwirkt, daß der Motorstrom unterbrochen und dadurch der Motor ausgeschaltet wird. Um bei der durch Abbrand erfolgenden Vergrößerung des Elektrodenabstandes beim Wiederzünden und Entfernen der beweglichen Elektrode von der festen Elektrode stets die einmal eingestellte Entfernung zwischen beiden Elektroden wieder herzustellen, wird der Hebel in der Bewegung, welche er bei Annäherung der beweglichen Elektrode an die feststehende ausführt, durch einen Stift aufgehalten, und der Schalter für den die Elektrode bewegenden Motor ist derart mit dem Vorschaltwiderstand vor dem Schwingungserzeuger vereinigt, daß beim Einschalten des Motors der ganze oder ein Teil des Widerstandes, der die Stromstärke im Schwingungserzeuger begrenzt, diesem vorgeschaltet ist. Außer einer sicheren und einfachen Zündung und Entfernung auf einem gewissen Abstand soll hierdurch auch eine gleichmäßige und langsame Näherung und ebenso eine gleichmäßige und langsame Entfernung der Elektroden bewirkt werden, damit Beschädigungen der Elektroden durch einen jähen Anprall bzw. Abreißen das zwischen beiden Elektroden sich bildenden Lichtbogens durch eine jähe Entfernung derselben voneinander vermieden wird.

Das Schweizer Patent Nr. 64096 von Prof. Felice Jacoviello in Mailand betrifft ein Verfahren zur Erzeugung von Hochfrequenzströmen, bei dem an Stelle des Lichtbogens in der Duddellschen Anordnung und in den davon abgeleiteten Anordnungen ein Widerstand mit negativem Temperaturkoeffizienten gesetzt wird, der einer energischen Abkühlung unterworfen wird. Als Kühlmittel soll dabei ein Fluidum gewählt werden, welches eine größere relative Geschwindigkeit im Verhältnis zum Widerstand hat, und zwar soll der Widerstand von einem sich kontinuierlich erneuernden Fluidum gebildet werden. In Fig. 1 ist eine Anordnung zur Ausführung dieses Verfahrens dargestellt. 1 und 2 sind zwei aus elektrisch stromleitendem Material bestehende, in einem elektrischen Stromkreis eingeschaltete Rohre. Diese sind durch Flanschen 3 und 4 elektrisch isoliert miteinander verbunden, indem zwischen ihnen eine Isolationsscheibe 5 angeordnet ist. Mittels einer nicht dargestellten Saug- oder Druckpumpe, an welche die Rohre 1 und 2 angeschlossen sind, wird das Fluidum, z. B. gesäuertes Wasser, durch die Leitung hindurchgetrieben. Um die Geschwindigkeit des Fluidums in dem von der Isolationsscheibe umgebenen Raum zu vergrößern, sind die Rohre 1 und 2 nach der Isolationsscheibe hin verjüngt.

Das D. R. P. Nr. 290037 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin betrifft eine Selbstinduktionsspule für

die drahtlose Telegraphie. Solche Spulen bestehen im allgemeinen aus einem rein elektrischen Teil, der eigentlichen Spule, und einem mechanischen Teil, der zum Aufbau und Zusammenhalten dieser Spule dient, jedoch dem eigentlichen Zwecke der Spule nicht dienstbar gemacht wird. Gemäß D. R. P. Nr. 290037 wird nun ein Teil der Spule, zweckmäßig die äußerste Windung oder die äußersten Windungen, gleichzeitig als Spulenträger ausgebildet, so daß er sowohl die elektrischen als auch die rein mechanischen Aufgaben der Konstruktion erfüllt. Die Spulen dieser Art werden zweckmäßig aus einem Flachband aus Kupfer o. dgl. gewickelt. Dieses Band besitzt jedoch scharfe Ecken, die besonders an

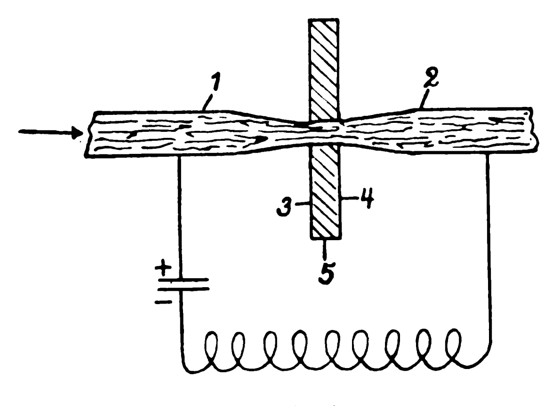


Fig. 1.

den äußersten Enden der Spulen zu starkem Sprühen Veranlassung geben; deshalb werden die äußersten Windungen gleichzeitig als Sprühschutz ausgebildet und erhalten deshalb nicht eine flache, sondern eine runde Form, indem man sie zweckmäßig als Rohr ausbildet. Diese Gestaltung hat wiederum einen günstigen Einfluß auf den mechanischen Aufbau, da ein Rohr infolge seines größeren Widerstandsmomentes auch eine größere Festigkeit bietet. Zwei Ausführungsbeispiele der Erfindung sind in Fig. 2 und 3 dargestellt, und zwar zeigt Fig. 2 eine Flachspule, Fig. 3 eine Zylinderspule. Bei der ersten Ausführungsform ist die äußerste Windung 1 der Spule durch ein Rohr gebildet, an dem die Speichen 2 befestigt sind, die ihrerseits als Träger für die anderen Spulenwindungen 3 dienen. Letztere werden in bekannter Weise durch ein flaches Band aus Kupfer o. dgl. gebildet, wobei das äußerste Ende dieses Bandes zweckmäßig auch unter Zwischenschaltung eines Isolators 4 an der äußersten Rohrwindung 1 befestigt ist. Bei

der Ausführungsform nach Fig. 3 sind sinngemäß dieselben Bezugszeichen gewählt, wobei naturgemäß hier zwei äußerste Rohrwindungen vorgesehen sind.

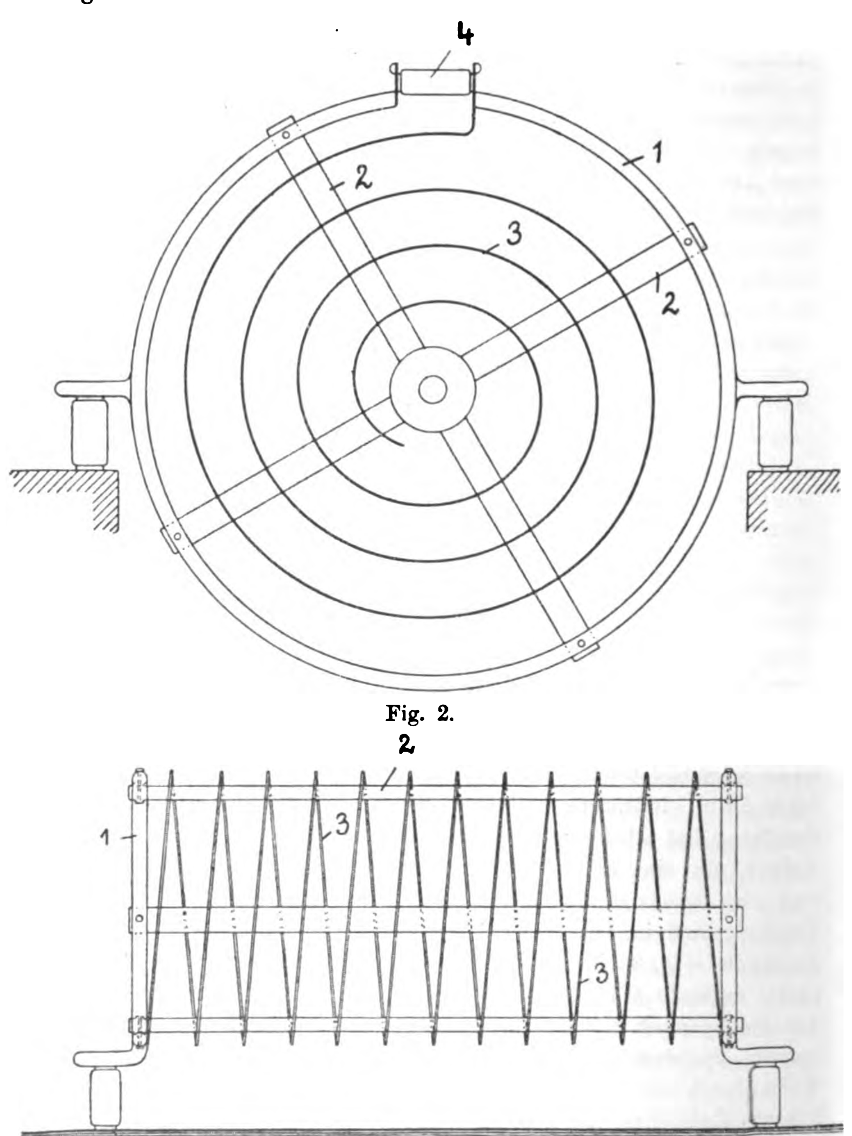


Fig. 2.

Fig. 3.

Eine kontinuierlich variable Selbstinduktion für Stationen der drahtlosen Telegraphie betrifft das D. R. P. Nr. 289399 derselben Gesellschaft. Das Wesen dieser Spule besteht darin, daß die Selbstinduktion in eine Anzahl von Einzelspulen zerlegt ist, auf deren jeder ein besonderer Abnehmerschlitten schleift, wobei das freie Ende jeder Spule mit dem Schlitten der nachfolgenden Spule verbunden ist. Bei den bisher bekannten Selbstinduktionen schleift ein Abnehmerschlitten auf den Windungen der Spule, der sich beim Drehen dieser Spulen auf deren Umfang verschiebt und einen mehr oder weniger großen Teil der Spule ausschaltet. Diese bekannten Anordnungen er-

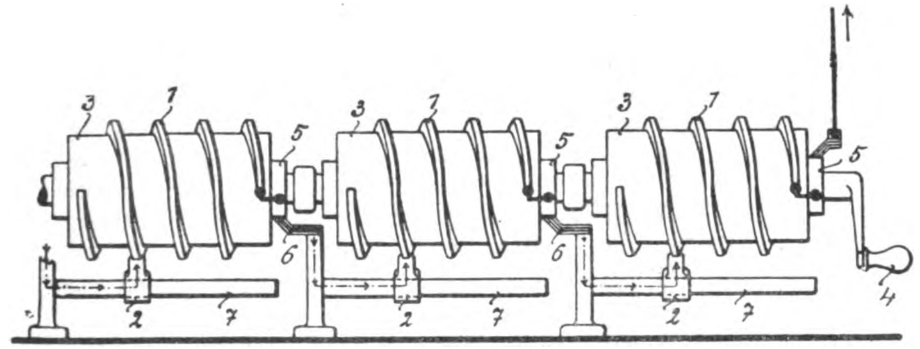


Fig. 4.

fordern für die Gesamtvariation der Selbstinduktion einen Weg des Schlittens entsprechend der Gesamtlänge der Spule. Hieraus ergibt sich der Nachteil, daß für größere Änderungen der Selbstinduktion eine große Anzahl von Drehungen der Spule bzw., falls diese feststehend ausgebildet ist, des Abnehmerschlittens erforderlich ist. Die Anordnung nach D. R. P. Nr. 289399 ermöglicht es nun, denselben Variationsbereich mit einer Anzahl von Umdrehungen zu erreichen, die nur einen Bruchteil derjenigen beträgt, der bei den bisherigen Anordnungen erforderlich war. Dies wird dadurch erreicht, daß die Selbstinduktion in eine Anzahl von Einzelspulen zerlegt ist, auf deren jeder ein besonderer Abnehmerschlitten schleift, wobei das freie Ende jeder Spule mit dem Schlitten der nachfolgenden Spule elektrisch verbunden ist. Zwei Ausführungsformen der Erfindung sind in den Fig. 4 und 5 dargestellt, und zwar zeigt Fig. 4 die Anordnung für Zylinderspulen, Fig. 5 für Flachspulen. Für beide Ausführungsformen besteht die Selbstinduktion aus mehreren Einzelspulen 1, von denen jede einen besonderen Abnehmerschlitten 2 besitzt. Die Spulen 1 sind durch eine

gemeinsame Drehvorrichtung miteinander verbunden, beispielsweise dadurch, daß ihre Kerne 3 durch eine gemeinsame isolierende Achse verbunden sind, welche Achse durch eine Kurbel 4 angetrieben wird. Das freie (rechte, Fig. 4) Ende jeder Spule ist zu einem Schleifring 5 geführt, auf dem ein Kontaktstück 6 schleift, welches Kontaktstück mit dem nachfolgenden Schlitten 2 leitend verbunden ist, beispielsweise dadurch, daß die Teile 2 und 6 auf einer gemeinsamen Metallstange 7 angeordnet sind. Beim Drehen der Kurbel 4 werden die Schlitten 2 durch die Windungen der Spule 1 auf der Stange 7 verschoben und dadurch ein mehr oder weniger großer Teil jeder Einzel-

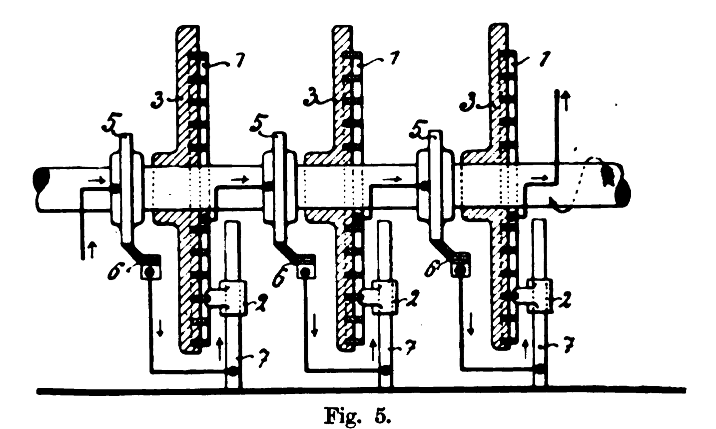


Fig. 5.

spule abgeschaltet (in Fig. 4 der linke Teil). Man erkennt, daß der gesamte Selbstinduktionsbereich bestrichen wird, wenn jeder der Schlitten auf die Länge der zugehörigen Spule verschoben ist. Der Effekt ist also der gleiche, als ob ein einziger Schlitten auf eine Länge verschoben wäre, der der Gesamtlänge sämtlicher Einzelspulen entspricht. Bei der zweiten Ausführungsform gemäß Fig. 5 sind die Metallstangen 7 senkrecht zur Drehachse der Spulen angeordnet, so daß sich die Schlitten 2 radial zu der Spule bewegen, anstatt achsial, wie bei der ersten Ausführungsform. Im übrigen ist diese Ausführungsform mit der ersten identisch. Gegenüber den bisher bekannten Variometern hat die vorliegende Anordnung zur Veränderung der Selbstinduktion auch noch den großen Vorteil, daß der Selbstinduktionswert bei der Anfangsstellung nur ein außerordentlich geringer ist, ein Vorteil, der insbesondere bei Sendestationen der drahtlosen Telegraphie in Betracht kommt.

Das D. R. P. Nr. 289389 der Firma Erforschung des Erdinnern, G. m. b. H., Hannover, Geschäftsstelle Göttingen in Göttingen, betrifft eine Schaltungsweise zur direkten Erregung einer Marconi-Antenne beliebiger Wellenlänge, deren Kennzeichen darin bestehen, daß in die Antenne eine Löschfunkenstrecke mit parallel geschalteter Kapazität oder eine Löschfunkenstrecke von hoher Eigenkapazität eingeschaltet ist, um auf der Antenne in rein metallischer Leitungsbahn Wellen zu erzeugen, deren Dämpfung nur durch die Strahlung bestimmt ist. Gelegentlich praktischer Versuche, die darauf hinausliefen, einen Antennenkreis stärker zu erregen, wie es z. B. mit einem Summer in direkter oder induktiver Schaltung möglich ist, wurde von der Patentinhaberin die Beobachtung gemacht, daß ein Antennenkreis in Marconischaltung, bestehend aus Antenne, Löschfunkenstrecke und Erdung (oder Gegengewicht), der infolge der Funkendämpfung nur stark gedämpfte Wellen auszusenden vermag, durch einen einfachen Kunstgriff zu Schwingungen angeregt werden kann, deren Dämpfung in erster Linie durch die Strahlung bestimmt wird. Ersetzt man die gewöhnliche Funkenstrecke durch eine einfache oder Serienlöschfunkenstrecke, so nimmt die Dämpfung sehr stark zu. Schaltet man jedoch der Löschfunkenstrecke einen geeigneten Kondensator parallel, so wird die Dämpfung bis auf einen Wert verkleinert, der dem der Strahlungsdämpfung der Antenne allein entspricht. Der hierbei sich abspielende Vorgang ist folgender. Die Antenne wird zugleich mit dem Kondensator durch die Stromquelle bis zur Durchbruchspannung des Funkens aufgeladen. Es können nun, wie festgestellt wurde, in drei Kreisen Wellen auftreten: 1. in dem aus Parallelkondensator, Löschfunkenstrecke und Zuleitungen zu dieser gebildeten Kreise, 2. in dem Kreise, der aus Antenne, Löschfunkenstrecke und Erdung (oder Gegengewicht) gebildet ist, 3. in dem aus Antenne, Parallelkondensator und Erdung (oder Gegengewicht) bestehenden Schwingungskreise. Die ersteren beiden Kreise besitzen eine sehr große, durch die in ihnen liegende Löschfunkenstrecke bedingte Dämpfung. Der dritte Kreis hingegen enthält keine Löschfunkenstrecke. Seine Leitungsbahn ist eine rein metallische; seine Dämpfung läßt sich lediglich auf den Wert der Strahlungsdämpfung der Antenne herabsetzen. Der in dieser Leitungsbahn liegende Kondensator läßt sich entsprechend der Kapazität der Antenne so wählen, daß der größte Teil der dem ganzen System zugeführten Energie zur Erzeugung schwach-, d. h. nur strahlungsgedämpfter Wellen verwandt wird. Die Anordnung kann auch dadurch vereinfacht werden, daß die erforderliche Kapazität in die Löschfunken-

strecke selbst hineinverlegt wird. Bei dieser Schaltung lassen sich gewöhnliche Funkenstrecken nicht anwenden, da der Erregungsvorgang nur unter Anwendung einer Löschfunkenstrecke zu erreichen ist.

Dr. Georg Seibt in Berlin-Schöneberg hat sich durch D. R. P. Nr. 277845 nebst Zusatzpatenten Nr. 281704, 284779 und 285905 ein Instrument zur Bestimmung und Kontrolle der Frequenz oder Wellenlänge elektrischer Wechselströme bzw. einen selbsttätig sich einstellenden Frequenz- oder Wellenmesser und ein Verfahren zur Kontrolle der Wellenlänge von Hochfrequenzkreisen schützen lassen.

Den gleichen Gegenstand betreffen überdies folgende ausländische Patentschriften des Dr. Georg Seibt: österreichische Patentschrift Nr. 61287, amerikanische Patentschrift Nr. 1070376, britische Patentschrift Nr. 16874 vom Jahre 1912 und französische Patentschrift Nr. 446251. Der bewegliche Teil dieses Instrumentes ist mit einer Anzeigevorrichtung verbunden und wird von zwei feststehenden Spulen in entgegengesetztem Sinne beeinflußt. Das wesentliche Kennzeichen besteht nun darin, daß das bewegliche Organ segment- oder sektorartige Form besitzt und derartig mit der Drehachse verbunden ist, daß von allen durch sie in der Längsrichtung gelegt gedachten Ebenen zwar eine den Anker symmetrisch zerschneiden kann, alle übrigen aber ihn in ungleiche Teile zerlegen. Zu diesem Zweck ist die Anordnung so getroffen, daß die von Kraftlinien durchsetzte Fläche der feststehenden Systeme und des beweglichen Organs in Winkelgraden gemessen mehr als 90°, zweckmäßig ungefähr 180° beträgt, und daß das bewegliche Organ einen Ausschnitt aus einer Scheibe, deren Fläche senkrecht zur Drehachse liegt, oder einen Ausschnitt aus dem Mantel eines Zylinders bildet, dessen Achse mit der Drehachse zusammenfällt. Fig. 6a und 6b zeigen eine solche Anordnung. In ihr sind die feststehenden Spulen I und II derart angeordnet, daß, wie Fig. 6a zeigt, ihre Achsen senkrecht zur Papierebene stehen. Dasselbe gilt von dem rahmenartig ausgebildeten Anker O. Außerdem sind die stromführenden Teile des-

Fig. 6a.

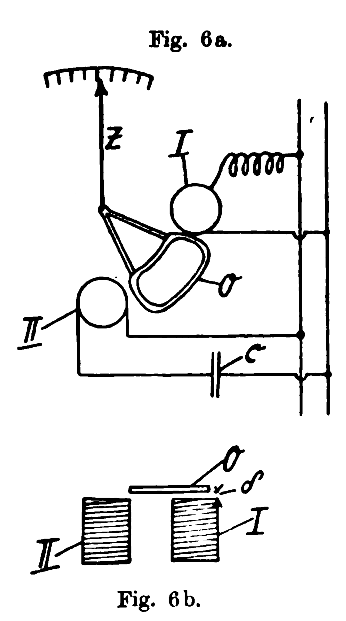


Fig. 6b.

selben derartig angeordnet, daß die von Kraftlinien durchsetzte Fläche abseits von der Drehachse des Instrumentes liegt. Wie aus Fig. 6b zu ersehen ist, ist es auf diese Weise ermöglicht worden, den Anker mit den feststehenden Systemen wesentlich fester zu koppeln. Denn der Abstand δ kann so klein gemacht werden, als es statthaft ist, ohne die Drehbewegung durch Schleifen zu hemmen. Obgleich auf diese Weise die Empfindlichkeit bereits wesentlich gesteigert wird, so läßt sie doch immerhin noch zu wünschen übrig, und auch der Ausschlagswinkel für die Skala bleibt verhältnismäßig klein. Die vollkommenste Anordnung stellen nun die Fig. 7 und 8 dar. Der theo-

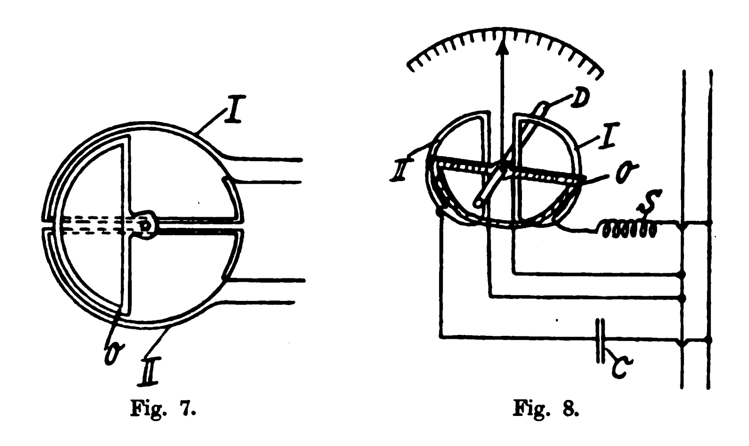


Fig. 7. Fig. 8.

retische Ausschlagswinkel beträgt hier 180° und der Arbeitswinkel etwa 110°. Gleichzeitig wird die Empfindlichkeit im Vergleich zu allen anderen Anordnungen wesentlich gesteigert. Fig. 8 stellt zugleich schematisch dar, in welcher Weise die feststehenden Systeme mit passenden Wechselstromwiderständen verbunden werden können, damit die erforderliche Abhängigkeit der Stromstärken von der Wechselzahl eintritt. Gemäß dem Zusatzpatent Nr. 281704 soll der segment- oder sektorförmige Anker einen größeren Kreiswinkel umfassen als die feststehenden Spulensysteme und der absolute Wert der Kreiswinkel beider 90° übersteigen, außerdem soll das Durchhängen des Ankers durch besondere stromlose Versteifungsarme vermindert werden. Gemäß Zusatzpatent Nr. 285905 soll der Anker eine wohldefinierte, von Wirbelströmen möglichst befreite Strombahn bilden, und die Felder der feststehenden Systeme sollen eine solche gegenseitige Phasenverschiebung besitzen, daß das „Schwimmen" des Ankers vermieden wird.

Gemäß Zusatzpatent Nr. 284779 endlich soll ein solcher selbsttätig sich einstellender, von jeder merklichen elastischen Richtkraft befreiter Wellenmesser zur Kontrolle der Wellenlänge von Hochfrequenzkreisen benutzt werden. Hierbei hat aber Seibt folgende Beobachtungen gemacht, auf die sich der Gegenstand dieses Zusatzpatentes gründet: Der Theorie nach sollten die Angaben der Instrumente unabhängig von der Stärke der Erregung sein. In Wirklichkeit aber macht sich eine Anzahl von Einflüssen geltend, die bewirken, daß die Erregung nur innerhalb eines begrenzten Intervalls verändert werden darf. Zunächst ist es die Reibung in den Lagern der Achse, die einen prinzipiellen Fehler bewirkt. Derselbe kann nur dann vernachlässigt werden, wenn die bewegenden Kräfte selbst schon bei geringer Abweichung von der Sollstellung erheblich sind. Es kommt ferner hinzu, daß das bewegliche System niemals in aller Vollkommenheit ausbalanciert werden kann und die Schwerkraft sich daher störend bemerkbar macht. Da bei gewöhnlichen Meßinstrumenten, die mit einer elastischen Richtkraft arbeiten, der Mangel der unvollkommenen Ausbalancierung in weit geringerem Maße hervortritt, so möge hier kurz auf die Ursachen der Erscheinung hingewiesen werden. Bei horizontaler Achsenstellung eines in Spitzen gelagerten Instrumentes fällt die Drehlinie niemals ganz genau mit der Mittellinie der Achse bzw. der Verbindungslinie der äußersten Punkte der Spitzen zusammen, sie wird vielmehr gebildet von der Verbindungslinie derjenigen zwei Punkte, an denen die Achse die Pfannen berührt. Bei der Drehung ändern sich nun diese beiden Punkte und damit auch die Drehlinie. Das heißt also: Die Schwerpunktslinie kann wohl mit einer Drehlinie, aber nicht mit allen zusammenfallen. Hieraus folgt, daß eine ideale Ausbalancierung nicht möglich ist. Sie wäre nur denkbar, wenn die Spitzen zu einem mathematischen Punkt auslaufen könnten. Je näher man diesem idealen Fall kommt, je schärfer also die Spitzen sind, um so genauer wird die Ausbalancierung. Man darf indessen nicht zu weit gehen, da die Spitzen sonst abbrechen. Die beschriebene Unvollkommenheit, die sich, wie es scheint, wohl niemals beseitigen lassen wird, und die Reibungskräfte verlangen ein Minimum der erregenden Stromstärke oder Spannung für den Wellenmesser. Das Maximum ist dadurch gegeben, daß die stromführenden Teile zu heiß werden oder die Isolation durchschlagen wird. Ein praktisches Beispiel möge die Verhältnisse näher illustrieren. Es soll die Wellenlänge eines Senders für tönende Funken durch einen selbsttätig sich einstellenden Wellenmesser dauernd kontrolliert werden. Der Wellenmesser vertrage, ohne

heiß zu werden, eine maximale Stromstärke von 2,8 Ampere und möge bei 0,8 Ampere noch richtig anzeigen. Die Koppelung des Senders mit der Antenne sei so gewählt, daß bei 20 in Serie geschalteten Löschfunkenstrecken gerade 2,8 Ampere durch den Wellenmesser fließen. Darauf werde die Energie geschwächt oder die Wellenlänge verändert, so daß der Wellenmesser nur noch mit 0,7 Ampere erregt werde. Seine Angaben werden dann nicht völlig korrekt sein und es wird nötig, ihn stärker zu koppeln. Aus vorstehenden Darlegungen folgt, daß man im praktischen Betriebe in der Lage sein muß, sich ein Urteil über die Stärke der Erregung des Wellenmessers zu bilden. Gemäß dem Zusatzpatent Nr. 284779 soll dies dadurch geschehen, daß dem Wellenmesser ein besonderer Strom- oder Spannungsmesser oder Indikator beigefügt wird. Das naheliegendste Mittel ist die Serienschaltung eines Amperemeters mit dem Wellenmesser. Das Instrument braucht nur ganz roh die Größenordnung der Stromstärke anzugeben. An Stelle eines Amperemeters kann man unter diesen Umständen auch eine kleine Glühlampe verwenden. Der Faden derselben muß so dimensioniert werden, daß er bei normaler Stromstärke rotglühend und bei Annäherung an die obere Grenze weißglühend wird. Bei zu schwacher Erregung wird er dann dunkel bleiben. Die Verwendung einer kleinen Glühlampe hat den Vorteil der Billigkeit und bietet zugleich eine Sicherung gegen Überlastung des Instrumentes.

Einen direkt anzeigenden Frequenzmesser, bei welchem ein bewegliches System Verwendung findet, das sich in dem Feld mehrerer Spulen befindet und dessen Stellung abhängig ist von dem Verhältnis der Stromstärken in diesen Feldspulen und deren Phase, betrifft das D. R. P. Nr. 284378 von Otto Scheller in Berlin-Lichterfelde-West und der C. Lorenz Aktiengesellschaft in Berlin. Das Wesen dieses Frequenzmessers, der in einer beispielsweisen Ausführungsform in Fig. 9 dargestellt ist, besteht darin, daß wenigstens eine der Spulen von einer Kombination aus Kapazität und Selbstinduktion, die im Hauptstromkreise liegt, abgezweigt ist, oder daß zwei um 90^0 versetzte Feldspulen verwendet werden, von denen jede von je einem im Hauptstromkreis in Serie liegenden System aus Kapazität und Selbstinduktion abgezweigt ist. In die Wechselstromleitung, deren Frequenz gemessen werden soll, sind die aus Selbstinduktion und Kapazität bestehenden Hauptstromsysteme $l_1 c_1$ und $l_2 c_2$ eingeschaltet. Von diesen sind die beiden Feldspulen S_2 und S_1 abgezweigt. Die Dimensionen $l_1 c_1 l_2 c_2$ sind derart gewählt, daß die Spannung bei Änderung der Wellenlänge erst an dem einen System, dann am anderen ein Minimum wird. Dies ist natürlich

nur möglich, wenn einmal der Wechselstromwiderstand von $l_1 c_1$, dann der von $l_2 c_2$ verschwindet; dazwischen wird dann auch noch der Wechselstromwiderstand von $l_1 c_1 l_2 c_2$ einmal Null. Ein erheblicher Vorteil dieser Dimensionierung besteht darin, daß die resultierenden Wechselstromwiderstände des Instrumentes überhaupt nur sehr kleine Werte annehmen, also das Instrument sich ohne weiteres in beliebige Stromkreise, z. B. in Luftdrähte der drahtlosen Telegraphie, direkt

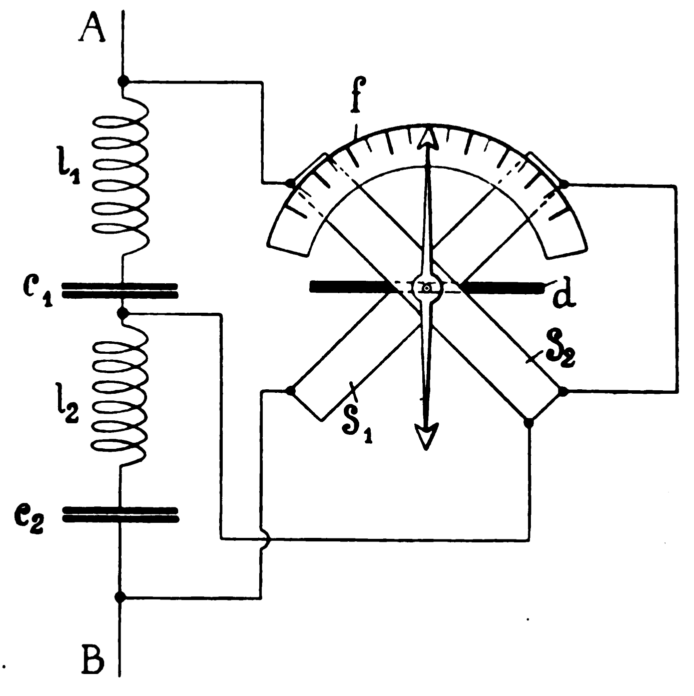


Fig. 9.

einschalten läßt, ohne das betreffende System merklich zu beeinflussen, zu verstimmen oder zu dämpfen. Es ist ohne weiteres möglich, die Feldspulen S_1 und S_2 so zu dimensionieren, daß sie von gewissen Frequenzen an ihrem Charakter als Nebenschlußspulen verlieren, wodurch alsdann bei Verwendung eines polarisierten Ankers ein Drehwinkel von über 180^0 ermöglicht ist. Ferner ist es möglich, das Instrument nicht nur elektromagnetisch, sondern sinngemäß auch elektrostatisch, auszubilden. Auch besteht keine Schwierigkeit, die Feldspulen nicht ineinander, sondern übereinander anzuordnen, wobei allerdings

alsdann das Drehsystem (Anker) verdoppelt werden muß. Gerät das System in Resonanz, so geschieht weiter nichts, als daß die Spannung an seinen Enden Null und die abgezweigte Feldspule stromlos wird. Der Strom im System aus Kapazität und Selbstinduktion hat wegen der Serienschaltung mit der Verbrauchsstelle immer die Größe des Nutzstromes. Auf die Erzeugung eines möglichst großen Stromes an irgendeiner Stelle wird hier nicht nur verzichtet, sondern die Anwendung einer solchen wird durch die Serienschaltung ausdrücklich vermieden. Durch die Vermeidung von jeglichen Ohmschen Widerständen in der gesamten Schaltung entstehen im Feldspulensystem nur einfache Wechselfelder, nie Drehfelder, so daß diese Anordnung den Vorteil hat, daß das gesamte Feld als Richtkraft für den Anker ausgenutzt wird (Zeiger). Durch die Verwendung von Systemen aus Kapazität und Selbstinduktion wird weiter der wesentliche Vorteil großer Ausschläge von mehr als 90° unter gleichzeitiger Verwendung eines großen Wellenbereiches erzielt. Bei der Ausführung des Frequenzmessers nach Fig. 9 ergibt sich noch der weitere Vorteil einer gleichmäßigen Teilung der Skala.

Erwin Falkenthal in Berlin-Schöneberg hat unter Nr. 290070 ein Zusatzpatent zu seinem D. R. P. 283376 erhalten; über letzteres war bereits im Jahrbuch **10**, 294 berichtet worden. Der Sender dieser Station besteht im wesentlichen aus einem elektromagnetischen Gleichstrom-Wechselstromumformer, welcher die Funkenstrecke des an der Antenne liegenden Schwingungssystems speist. Um Zeichen zu geben, muß der Umformer mit Gleichstrom erregt werden, so daß sein pendelnder Anker in Schwingung kommt. Es ist möglich, bei jedem Punkt und Strich des Morsealphabets den Umformer in den Stromkreis einer Gleichstromquelle (Batterie) einzuschalten, da er momentan anspringt und nach Aufhören des Tastendruckes sofort in Ruhe kommt. Dadurch wird jedoch beim Tastendruck sofort der volle Strom in die Wicklung des Umformers geleitet. Infolgedessen kann es vorkommen, daß der Anker, über welchen dieser Strom fließt, an seinem Kontakt kleben bleibt, oder daß schädliche Funken an den Ankerkontakten auftreten, welche die letzteren allmählich zerstören und die abzugebenden Zeichen verzerren. Da ferner der Umformer eine wenn auch sehr geringe Zeit braucht, bevor er auf die volle Schwingungszahl kommt, so muß der Tastendruck für die Morsezeichen etwas länger als sonst üblich dauern, wodurch eine gewisse Unbequemlichkeit bedingt wird und — bei ungenauer Handhabung — die Zeichen ebenfalls verzerrt werden können. Die Eigenart des Pendelumformers er-

möglicht es nun, diese störenden Erscheinungen auf einfache Weise zu beseitigen. Zu diesem Zwecke wird erfindungsgemäß der Gleichstromkreis des Pendelumformers, noch bevor die Zeichensendung beginnt, durch einen Widerstand geschlossen, welcher gerade ausreicht, um den Pendelumformer in Gang zu halten, aber demselben nicht so viel Strom zuführt, daß die von der Wechselstromseite des Umformers gespeiste Funkenstrecke des Schwingungskreises erregt wird. Die Zeichensendung geschieht dabei in der Weise. daß die Sendetaste stets nur den Widerstand überbrückt, ohne den Gleichstromkreis zu unterbrechen. Bei jedem Niederdrücken der Taste wird also dem Pendelumformer verstärkter Strom zugeführt, und zwar so lange, wie die Taste gedrückt bleibt, welcher Strom die Erregung der Funkenstrecke hinter dem Umformer veranlaßt. Nach Beendigung der Zeichengebung wird alsdann durch einen Schalter der Widerstand abgeschaltet und der Gleichstromkreis unterbrochen, so daß der Pendelumformer in Ruhe kommt. Eine Weiterbildung der Erfindung besteht darin, daß der Schalter, welcher den Leerlaufstromkreis des Umformers über den Widerstand schließt, mit der Sendetaste selbst in solcher Art kombiniert wird. daß nur die Sendetaste selbst entsprechend der bisher üblichen Art gehandhabt zu werden braucht, und es nicht nötig ist, sein Augenmerk auf einen weiteren Schalter zu richten. Infolgedessen kann es nicht mehr vorkommen, daß versehentlich der den Leerlaufstromkreis sichernde Schalter unbenutzt bleibt, wodurch Verzögerungen in der Absendung der Telegramme und unbeabsichtigte Fälschungen derselben verursacht werden können. Beim Handhaben der Taste wird vielmehr automatisch die Leerlaufschaltung hergestellt, welche die Funken am Anker des Umformers unterdrückt. Die erfindungsgemäße Kombination der Sendetaste und des Leerlaufschalters ermöglicht ferner die Einrichtung, daß der Leerlaufstrom stets erst vor der Entsendung des Zeichens geschlossen und sofort nach der Entsendung wieder aufgehoben wird, wobei das Zeichen auch aus einem einzelnen Punkt des Morsealphabets bestehen kann.

Dr.-Ing. R. Goldschmidt in Berlin hat unter Nr. 288691 ein Zusatzpatent erhalten zu seinem D.R.P. Nr. 288058, welches ein Verfahren zur Verbesserung von Senden und Empfang in der drahtlosen Telegraphie betrifft und über welches bereits im Jahrb. **10**, 398 berichtet worden war. Dort sollten zu diesem Zwecke Trillertöne erzeugt werden, und zwar sollte nach dem Hauptpatent Nr. 288058 der Triller zur Verbesserung der drahtlosen Nachrichtenübermittelung im allgemeinen dadurch erzeugt werden, daß die Hochfrequenzmaschine

mit Wechselstrom oder pulsierendem Strom erregt wird. Es zeigt sich nun, daß bei diesem Verfahren ein scharfer Triller schwer zu erzeugen ist. Der Triller oder die Tonschwebungen sind von zu großer Weiche, so daß sie eine der wesentlichen Zweckbestimmungen, das Durchdringen atmosphärischer Störungen mittels trillerpfeifenartiger Signale, nicht in gewünschtem Maße erfüllen. Um einen scharfen Trillerton zu erzeugen, soll nun nach dem Zusatzpatent Nr. 288 691 Gleichstromerregung wie bei einer gewöhnlichen Wechselstrommaschine verwendet und ein automatischer Unterbrecher in den Erregerkreis geschaltet werden, der den Erregerstrom in einen sehr scharfkantigen pulsierenden Strom umwandelt. Das Zeichengeben (Tasten) erfolgt nun zweckmäßig in der Weise, daß der automatische Unterbrecher selbst

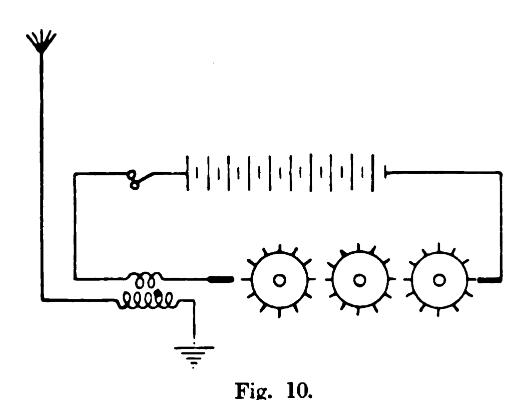


Fig. 10.

in und außer Tätigkeit gesetzt wird. Andererseits kann man natürlich auch den Erregerstrom selbst tasten, wobei allerdings außer dem oben erwähnten Unterbrecher eine besondere Taste in den Erregerkreis einzubauen ist. Ein Vorteil der Verwendung eines automatischen Unterbrechers gegenüber einer Erregermaschine für Wechselstrom oder pulsierenden Strom ist die Möglichkeit leichter Veränderung der Periodenzahl und außerdem die Einstellbarkeit des Verhältnisses der Zeitdauer des Stromdurchganges zur Dauer einer Halbperiode. Selbstverständlich können Taste und Automat auch in den Hochfrequenzkreis selbst eingebaut werden oder in einen Zwischenkreis, wobei dann auch ein Lichtbogen- oder Funkengeneratur an Stelle der Hochfrequenzmaschine treten kann.

G. Marconi bzw. die Marconi Wireless Telegraph Co. in London haben einige französische und britische Patente genommen auf

Sendeschaltungen, bei denen die Erzeugung kontinuierlicher Schwingungen durch sehr rasch umlaufende Kontakträder oder Stromschließer erfolgt. In der französischen Patentschrift Nr. 465176 und der den gleichen Gegenstand betreffenden britischen Patentschrift Nr. 28865/12

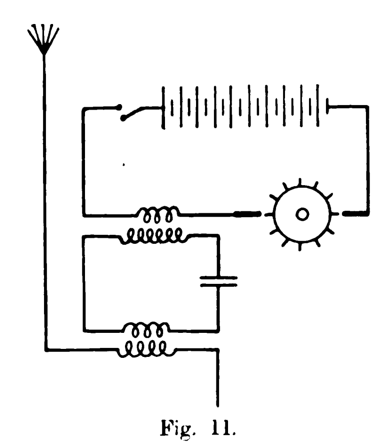


Fig. 11.

sollen nämlich in dem Luftleiter kontinuierliche Schwingungen erzeugt werden, indem durch den Stromschließer der Stromkreis einer Stromquelle, der nur Induktanz, aber keinen Kondensator enthält, periodisch

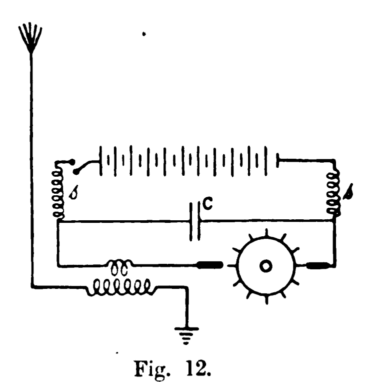


Fig. 12.

und synchron mit den Oszillationen im Luftleitersystem geschlossen und geöffnet wird. Die Anordnung kann dabei so getroffen sein, daß die Zeit zwischen den Beginn der aufeinanderfolgenden Entladungen gleich groß oder ein Vielfaches der Eigenschwingungsdauer des Luftleiters ist. Fig. 10 zeigt eine der vielen Schaltungsmöglichkeiten, die

in den genannten Patentschriften angegeben sind; diese Figur zeigt zugleich, daß mehrere Stromschließer (rotierende Kontakträder) hintereinander geschaltet werden können, um größere Spannungen der Betriebsstromquellen verwenden zu können. Zwischen den Stromkreis der Stromquelle und die Antenne kann auch ein geschlossener, schwachgedämpfter Zwischenkreis eingeschaltet werden, wie z. B. Fig. 11 zeigt,

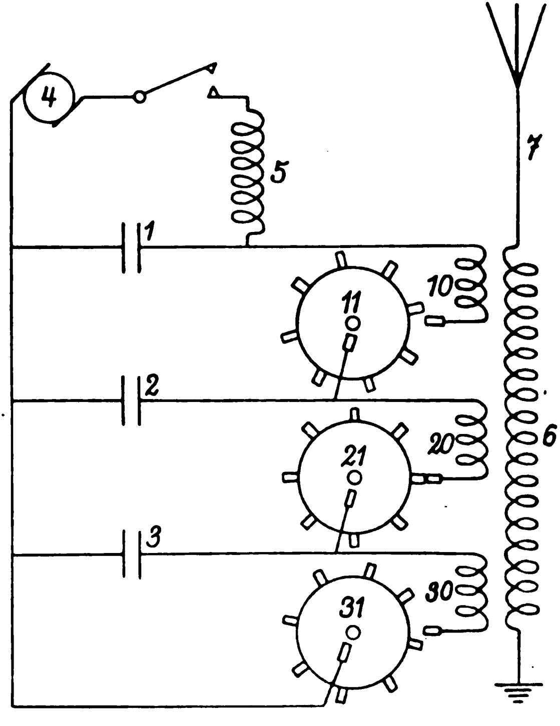


Fig. 13.

ferner kann auch die Schaltung nach Fig. 12 gewählt werden, wo in den Speisestromkreis Selbstinduktionen *ss* und parallel zum Unterbrecher ein Kondensator *c* geschaltet ist; diese Selbstinduktionen sind mit dem Kondensator zusammen so abgestimmt, daß die Schwingungszahl mit der Unterbrechungszahl des rotierenden Stromunterbrechers und des Luftleiters übereinstimmt.

Ferner bieten noch Interesse die französische Patentschrift Nr. 466494 und die britischen Patentschriften Nr. 2918 und 2919

vom Jahre 1913 von G. Marconi bzw. der Marconis Wireless Telegraph Co. in London.

Bei der in Fig. 13 dargestellten Anordnung sind z. B. drei rotierende Stromschließer 11, 21 und 31 vorhanden, ferner ebenfalls drei Kondensatoren 1, 2 und 3 und drei Transformatoren 10, 20 und 30. Aus der Stromquelle 4 wird zunächst der erste Kondensator 1 über die Drosselspule 5 geladen; er entlädt sich, sobald der Stromschließer 11 den Stromkreis schließt, über die Primärspule von 10 in

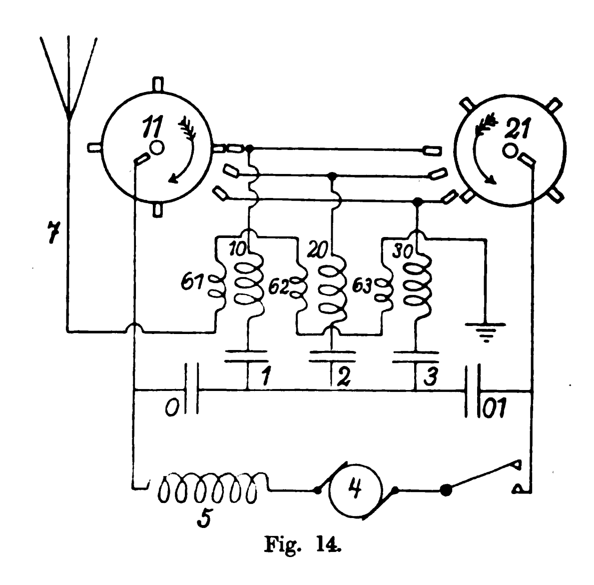


Fig. 14.

den zweiten Kondensator 2; dieser entlädt sich in den Kondensator 3 und letzterer endlich entlädt sich und schwingt in sich aus, sobald die betreffenden Stromschließer die Stromkreise schließen; letzteres erfolgt in zyklischer Reihenfolge, und zwar so, daß der Luftleiter 6, 7 durch die aufeinanderfolgenden Entladungsstromstöße synchron angestoßen wird.

Bei der Schaltung nach Fig. 14 sind ebenfalls drei Arbeitskondensatoren 1, 2 und 3 vorhanden, die aus der Stromquelle 4 über die Drosselspule 5 und die Speicherkondensatoren 0 und 01 abwechselnd geladen und umgeladen werden, und zwar erfolgt dies durch die beiden rotierenden Stromschließer 11 und 21 ebenfalls in zyklischer Reihenfolge, derart, daß der Luftleiter 7 unter Vermittelung der Primärspulen 10, 20, 30 und der zugehörigen Sekundärspulen 61,

62, 63 synchron zu seiner Eigenschwingung angestoßen wird. Die Wicklungsrichtungen dieser Transformatoren, die Anzahl der verwendeten Arbeitskondensatoren und die Frequenz des Luftleiters hängen in bestimmter Weise voneinander ab. Diese Umstände müssen zur Erzielung günstiger Arbeitsbedingungen beachtet werden, da sonst die Wirkungen der aufeinanderfolgenden Entladungen sich unter Umständen

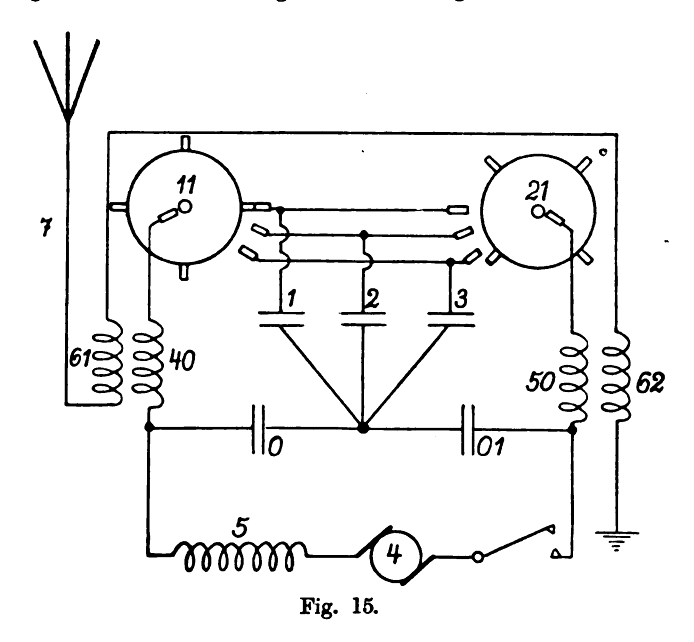


Fig. 15.

gegenseitig aufheben, so daß die beabsichtigte Wirkung nicht eintritt. Eine Abänderung dieser zuletzt beschriebenen Schaltung ist in Fig. 15 dargestellt, und zwar werden ebenfalls drei Arbeitskondensatoren 1, 2 und 3, zwei Speicherkondensatoren 0 und 01 und zwei rotierende Stromschlußvorrichtungen, aber nur zwei Transformatoren 40, 61 und 50, 62 an Stelle von drei (bei Fig. 14) verwendet. Auch hier sind bestimmte Verhältnisse einzuhalten, um die beabsichtigte günstigste Wirkung zu erhalten.

Adresse des Autors: Gr. Lichterfelde W bei Berlin, Roonstr. 12.

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

W. Wien, Die neuere Entwicklung unserer Universitäten und ihre Stellung im deutschen Geistesleben. (Rede.) Verlag J. A. Barth, Leipzig 1915. M. 1.—

A. Lampa, Über die Sichtbarmachung von Wechselstromerscheinungen mittels des Vibroskops. Verlag Alfred Hölder, Wien 1915. 35 H.

Karl Strecker, AEF: Verhandlungen des Ausschusses für Einheiten und Formelgrößen in den Jahren 1907—1914. Verlag Julius Springer, Berlin 1914. M. 1.20

H. Thurn, Die Funkentelegraphie. 3. Aufl. Verlag B. G. Teubner, Leipzig („Aus Natur und Geisteswelt“, Band 167) 1915. geb. M. 1.25

J. A. Seitz, Elektrotechnische und mechanische Maßeinheiten. Allgemein verständliche Erklärung nebst leichteren Berechnungen. Verlag Art. Institut Orell Füßli, Zürich 1915. Fr. 1.—

Elektroindustrie, VIII. Nr. 1 u. 2, 1916. Fachschriften-Verlag A.-G., Zürich.

Gustav Hochstetter, Das Morse-Alphabet. Verlag Julius Springer, Berlin 1915. M. 1.20

Georg Wegener, Der Wall von Eisen und Feuer. (Ein Jahr an der Westfront.) Verlag F. A. Brockhaus, Leipzig 1915. M. 10.—

Das Werk wird mit folgender Empfehlung versandt, die wir durchaus unterschreiben können. E.

„Der Wall von Eisen und Feuer“. — Professor Dr. Georg Wegener, der bekannte Geograph und Forschungsreisende, Berater und Begleiter des Kronprinzen auf seiner Indienfahrt, seit Beginn des Krieges Berichterstatter im Hauptquartier des Westens, entwirft in diesem Buche ein großzügiges Bild der welterschütternden Ereignisse, die Deutschlands und Europas Zukunft auf lange hinaus bestimmen werden. Aus dem Vergänglichen der Tageseindrücke formte sich ein Werk von dauerndem Wert, das als ein künstlerisch vollendetes Denkmal deutschen Heldentums in trotziger Wehr gegen Westen bei den deutschen Lesern im Felde und besonders daheim einer ähnlichen Aufnahme gewiß sein darf, wie sie ein anderes Buch desselben Verlags, Sven Hedins „Volk in Waffen“, in allen Schichten der Bevölkerung gefunden hat.

Als geistreicher Plauderer und Vortragskünstler, als gründlicher Kenner von Land und Leuten in allen Winkeln der Erde, als Chronist des Chinafeldzuges 1901 ist Wegener dem deutschen Publikum kein Fremder; aber wie Deutschlands Stärke im Kampf um seine Existenz sich unendlich vervielfacht hat, so wuchs unter den Erlebnissen des letzten Jahres auch der Schriftsteller über sich selbst hinaus und schenkt uns hier ein Lebenswerk, das den höchsten Anforderungen literarisch-künstlerischer Kritik gerecht werden dürfte. Schärfe der Beobachtung, Größe des Gesichtspunktes, überraschende Plastik der Schilderung, eines Dichters würdige Wiedergabe un-

gewöhnlicher Stimmungen, wuchtiger, durchaus persönlicher, von den Ereignissen geformter Stil, genaue Kenntnis militärischer und wirtschaftlicher Dinge, tiefer Ernst und liebenswürdiger Humor, echt künstlerische Gabe des Sehens in Formen und Farben — all diese Vorzüge verleihen Wegeners Buch einen unwiderstehlichen Reiz, dem sich der Leser gefangen geben muß.

Vom Meer bis zu den Vogesen reicht die Front des Wegenerschen Buches, und von den ersten Tagen überschwellender Begeisterung führt es uns wie im Sturm durch alle Phasen des ungeheuren Kampfes, der noch immer im Westen tobt. Von all den Stätten und Ereignissen, die schon jetzt zu einem unsterblichen Heldenlied zusammenklingen: Lorettohöhe und Ypern, Souchez und Antwerpen, Champagne, Vogesen und Argonnen, zeichnet Wegeners Buch scharf umrissene Bilder. Es umfaßt mehr als ein Jahr des Kampfes im Westen: sein letztes Kapitel ist geschrieben unter dem Eindruck der letzten großen Offensive der Franzosen im vorigen Monat, sein letztes Bild ist eine Aufnahme des französischen Lenkballons „Alsace", der, kaum zur ersten Kriegsfahrt aufgestiegen, eine Beute der deutschen Artillerie wurde. So reicht Wegeners Schilderung bis in die unmittelbare Gegenwart hinein und bietet in der volkstümlichsten Form persönlichen Erlebens ein Stück Geschichte, das bis in jede einzelne Heldentat hinein kein Deutscher jemals vergessen soll und wird. Als eine der literarisch wertvollsten Erinnerungen an den größten aller Kriege wird „Der Wall von Eisen und Feuer" jedem vaterländisch gesinnten Erwachsenen, ebenso aber auch der in der Größe und Schwere dieser Zeit heranreifenden Jugend, besonders der männlichen, auf lange hinaus eine Quelle des Stolzes und der Erhebung sein und seinen Platz im deutschen Bücherhausschatz noch behaupten, wenn sich die Wasser der ephemeren Kriegsliteratur längst verlaufen haben.

(Eingesandt 15. Januar 1916.)

Literaturverzeichnis.

Arno, R., La Lum. Él. Nr. 42, S. 116, 1915. Système de génération d'oscillations électromagnétiques (nach L'Elettricista vom 15. Juli 1915).

Artom, Alessandro, Electrician 76, 210, 1915. The direction finder (Polemik gegen E. Bellini).

Austin, L. W., Electrician 76, 246, 1915. Resistance of radiotelegraphic antennae.

Biermanns, J., Elektrot. Ztschr. 36, 582, 1915. Über die Notwendigkeit von Schutzwiderständen in Hochspannungs-Ölschaltern.

Blondel, A. et **Carbenay, F.,** La Lum. Él. Nr. 46, S. 193 u. Nr. 47, S. 217 (C. R. Nr. 21, S. 625, 1915). Sur les oscillations forcées d'un système oscillant à amortissement discontinu.



Bouthillon, Léon, C. R. Nr. 20, S. 583, 1915. Sur l'application à la télégraphie sans fil à étincelles du procédé de charge des condensateurs au moyen de dynamos à force électromotrice constante en combinaison avec un éclateur tournant.

Carbenay, F., s. Blondel, A.

Clark, A. L., La Lum. Él. Nr. 50, S. 302, 1915. Résistance des contacts en charbon dans le microphone solid-back (Ref. nach Electrician 16. Juli 1915).

Eccles, W. H. u. **Makower, A. J.,** La Lum. Él. Nr. 47, S. 231, 1915. Les oscillations électriques dans les circuits couplés. Une classe de cas particuliers (nach Electrician 24. IX. 1915). (Vgl. auch Ann. Phys. Beibl. **40**, 19, 1916.)

—, Electrician **76**, 388, 1915. An abac for the calculation of wave lengths.

Electrician 76, 320, 1915. Some difficulties of design of high-speed generators.

Elektrotechn. Ztschr. 36, 640, 1915. (Ref. üb. Arch. f. Elektrot. **3**, 49, R. Lindemann u. F. Hupka.) Theorie der Wirkungsweise der Liebenröhre.

Field, A. B., Electrician **76**, 488, 1916. Some difficulties in the design of high-speed generators. (Diskussion zu Vortrag von Field.)

Fleming, J. A., Electrician **76**, 286, 1915. The effect of electric oscillations on the magnetic properties of iron, investigated by the Campograph.

Forest, Lee de, Electrician **76**, 466, 1915. Development in radiotelegraphy and -telephony during 1915. (Diskussion.)

Gans, R., Ann. Phys. 48, 514, 1915. Die Koerzitivkraft von Stahl und Eisen in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur.

Gáti, Béla, Electrician **76**, 305, 1915. Submarine cable rapid telegraphy; ocean and intercontinental telephony. (Vgl. ebenda S. 357/358. G. O. Squier, H. H. Harrison. [Diskussion.]).

Gruhn, K., Elektrot. Ztschr. **36**, 595, 1915. Der Drehstrom-Phasenmesser.

Gumlich, E., s. Steinhaus, W.

Hochstädter, M., Elektrot. Ztschr. **36**, 617, 1915. Über verseilte Kabel.

Howe, G. W. O., Electrician **76**, 169, 1915. Some problems of electromagnetic induction.

—, ebenda S. 173. Distributed capacity of solenoids. (Diskussion.)

—, ebenda **76**, 353, 1915. The calculation of the effective resistance of earth plates. (Vgl. ebenda S. 394, E. W. Marchant.)

Hund, August, E. u. M. **33**, 529, 1915. Ein neues System für drahtlose Telephonie.

Jäger, W., Elektrot. Ztschr. **36**, 655, 1915. (Ref. u. Arch. f. Elektrot. **2**, 418.) Quecksilbergleichrichter im Wechselstromkreis.

Joly, J., Proc. Roy. Soc. A. 637. S. 170, 176, 1916. On a method of estimating distances at sea in fog or thick weather. On a method of avoiding collision at sea.

Keinath, G., Elektrot. Ztschr. **36**, 633, 651, 1915. Aufzeichnung schnell veränderlicher Vorgänge.

Kroo, Jan, Verh. D. Phys. Ges. 17, 452, 1915. Zur Elektronentheorie des Paramagnetismus.

Landé, A., Ann. Phys. **48**, 521, 1915. Die Beugung endlicher Wellenzüge an einer Halbebene (betr. Lichtwellen).

Leimer, E., Elektrot. Ztschr. **36**, 598, 1915. Empfindliche Relais für drahtlose Telegraphie.

Liebowitz, Benjamin, Proc. Inst. Radio Eng. **3**, Nr. 4, S. 385, 1915. The Pupin theory of asymmetrical rotors in unidirectional fields (with special reference to the theory of the Goldschmidt alternator).

Ludewig, P., Die Naturwiss. **3**, 675, 1915. Funkentelegraphische Empfangsversuche im Freiballon.

Makower, A. J., s. Eccles, W. H.

Marx, R. G., s. Ryan, H. J.

Nature, La, Nr. 2198, S. 319, 1915. La télégraphie sans fil dirigée (System Bellini-Tosi).

—, Nr. 2204, S. 406, 1915. La commande à distance par T. S. F.

Packman, M. E., Proc. Inst. Radio Eng. **3**, Nr. 4, S. 311, 1915. The training of the radio-operator.

Pavlovsky, M., La Lum. Él. Nr. 50, S. 289, 1915. Ampèremètre pour les courants de haute fréquence et de forte intensité.

Peters, O. S., Electrician **76**, 466, 1915. Earth resistance (Diskussion).

Petersen, W., Elektrot. Ztschr. **37**, 1, 19, 1916. Messung der Spannungsverteilung an Hängeisolatoren.

Peukert, W., Elektrot. Ztschr. **36**, 578, 1915. Die Änderung des Wechselstromwiderstandes von Eisendrähten mit der Temperatur.

Reyval, J., La Lum. Él. Nr. 45, S. 177, 1915. Les récentes expériences de radiotéléphonie transocéanique.

Richardson, Spencer W., Proc. Roy. Soc. **A. 635**, S. 101, 1915. The flow of electricity through dielectrics.

Ryan, H. J. u. Marx, R. G., Proc. Inst. Radio Eng. **3**, Nr. 4, S. 349, 1915. Sustained radio frequency high voltage discharges.

Schulze, A., Einwirkung der Atmosphäre auf die Energieaufnahme von ober- und unterirdischen Empfängern.

Scientific American, Nr. 15 vom 9. X. 1915, S. 319. Long distance wireless telephony (distances achieved in recent tests before Government officials a revelation.

Skritzky, N., Electrician **76**, 348, 1915. Some considerations on the Marconi-high-power transmitting plant.

Steels, O., Phil. Mag. Nr. 178, S. 623, 1915. A simple resonance experiment.

Steinhaus, W. u. Gumlich, E., Verh. D. Phys. Ges. **17**, 369, 1915. Experimentelle Untersuchungen zur Theorie des Ferromagnetismus. II. Ideale, d. h. hysteresefreie Magnetisierung.

—, Elektrot. Ztschr. **36**, 675, 691, 1915. Über willkürliche Beeinflussung der Gestalt der Magnetisierungskurven und über Material mit außergewöhnlich geringer Hysterese.

Thieme, B., Electrician **76**, 162, 1915. On an adjustable prism-shaped multiple spark-gap.

—, Ber. D. Phys. Ges. **17**, 364, 1915. Zur Praxis des Hammerunterbrechers (Bem. zur Arbeit W. Biegon von Czudnochowski, ebenda **17**, 305, 1915).

Uller, K., Physik. Ztschr. **16**, 409, 1915. Die elektrische Energiedichte und der Wellenzustand im elektrisch erregungslosen Körper.
Wagner, Karl Willy, Elektrot. Ztschr. **36**, 608, 621, 1915. Über Präzisionswiderstände für hochfrequenten Wechselstrom.
Weinberger, Julius, Proc. Inst. Radio Eng. **3**, Nr. 4, S. 377, 1915. The design of the audio frequency circuit of quenched spark transmitters.
Woolverton, R. B., Proc. Inst. Radio Eng. **3**, Nr. 4, S. 371, 1915. The effectiveness of the ground antenna in long distance reception.
Yagi, Hindetsugu, Electrician **76**, 195, 1915. Production of undamped electric oscillations by quenched spark dischargers.
Yeusen, Trygoe D., Electrician **76**, 339, 1915. The magnetic properties of some iron alloys melted in vacuo.
Zahn, H., Physik. Ztschr. **16**, 414, 1915. Über den Nachweis elektromagnetischer Wellen an dielektrischen Drähten.

(Eingesandt 15. Januar 1916.)

Bücherbesprechungen.

Gustav Hochstetter (z. Zt. Freiwilliger. Hilfsreferent bei der Kaiserl. Oberpostdirektion, Berlin), Das Morse-Alphabet. (Anleitung zum raschen Erlernen sämtlicher Morse-Zeichen; für Schulzwecke und Selbstunterricht.) Verlag Julius Springer, Berlin 1915. Kart. M. 1.20.

Ein empfehlenswertes Büchlein für den Selbstunterricht, das durch belustigende mnemotechnische Hilfsmittel über die anfänglichen Schwierigkeiten hinweghelfen und zu Übungen anregen will, die, wie bei allen Kunstfertigkeiten, in erster Linie nötig sind. E.

(Eingesandt 20. Januar 1916.)

Berichtigung.

Im Artikel von Dr. W. Burstyn im vorigen Heft sind folgende Fehler zu berichtigen:

Auf S. 354 Zeile 9 von unten soll statt (20) stehen: (18).
„ „ 355 „ 15 „ „ „ „ (21) „ (20).
„ „ „ „ 15 „ „ „ „ (20) „ (18).
„ „ „ „ 4 „ „ „ „ (21) „ (19).
„ „ „ „ 3 „ „ „ „ (18) „ (16).

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 10. 1916. Heft 6.

Die Glühkathodenapparate im hochgradigen Vakuum und ihre Verwendung in der Elektrotechnik.

Von **August Hund** (Los Angelos, Calif.).

Vor einiger Zeit hat Herr Dr. I. Langmuir im Verein amerikanischer Radioingenieure einen Vortrag über „The pure Electron discharge and its Applications in Radio Telegraphy and Telephony“ [1]) gehalten und an Hand der interessanten Ergebnisse von Versuchen, die im Research Laboratorium der General Electric Company ausgeführt wurden, die Anwendung der glühenden Kathodenapparate besprochen. Da der Verfasser dieses Artikels bis vor kurzem ein Mitarbeiter Dr. Langmuirs war und sich besonders mit der Ausbildung eines Kathodenapparates (Pleiotron) für ein neues System der drahtlosen Telephonie beschäftigte, schien es eine dankbare Aufgabe, auch für das Jahrbuch einen kurzen Umriß der Versuche zu geben und das weite Anwendungsgebiet der entwickelten Apparate zu beschreiben.

Der Vorteil der hier besprochenen Apparate liegt im wesentlichen darin, daß die Elektronenemission im hochgradigen Vakuum vor sich geht und deshalb die von der General Electric Company gebauten Apparate selbst für die praktisch höchst vorkommenden Spannungen verwendet werden können, während die von anderen Forschern entwickelten Ausführungen zum Teil die Gegenwart eines Gases zugrunde legen und die Apparate schon für ca. 40 Volt Anodenspannung blaues Aufleuchten unter der Gashülle aufweisen.

1) Erschien im September dieses Jahres in: Proceedings of American Institute of Radio Engineers. Ein Abdruck ist in G. E. Review, May 1915, veröffentlicht worden.



I. Moderne Auffassung der Thermionenströme, Entstehungsweise derselben mit besonderer Berücksichtigung der Apparate im hochgradigen Vakuum.

Die einfachste Anordnung eines glühenden Kathodenapparates ist in Fig. 1 angegeben, wo ein Glühfaden und eine Metallelektrode mittelst einer Glashülle unter ein Vakuum gebracht ist. Wenn die Luftleere unter der Glashülle genügend hochgradig gewählt ist und man den Glühkörper in bezug auf die kalte Elektrode[1]) negativ macht, so fließt ein Thermionenstrom von der Kathode zur Anode, legt man dagegen ein negatives Potential an die kalte Elektrode, so fließt kein Strom zwischen Glühkörper und Platte. Diese Eigenschaft wurde zuerst von Edison in Kohlenfadenlampen entdeckt und von Fleming, J. J. Thomson, Wehnelt und anderen Forschern näher untersucht. Betreffs der geschichtlichen Entwickelung dieser Untersuchungen ist auf die Einleitung der bereits angeführten Arbeit von Dr. Langmuir hingewiesen. Ferner entwickelte Richardson im Jahre 1903[2]) die Theorie der Elektronenabgabe von erhitzten Metallen und fand, daß die glühende Kathode um so mehr Elektronen abgibt, je höher die Temperatur des Glühkörpers gewählt ist. Eine Beziehung zwischen dem Thermionstrom i (Emission der Elektronen) und der Glühkörpertemperatur ist durch die Gleichung

$$i = a\sqrt{T}\,\varepsilon^{-\frac{b}{T}} \tag{1}$$

gegeben. In dieser Formel bedeuten a und b Materialkonstante, ε die Basis des natürlichen Lagarithmus und i den Sättigungsstrom per Quadratzentimeter für die absolute Temperatur T. Nach Dr. Langmuir[3]) sind für Tungstenelektroden im vollkommenen Vakuum die Konstanten

$$a = 23.6 \times 10^9$$
$$b = 52.5 \times 10^3$$

wenn i in Milliamperes/cm^2 ausgedrückt ist. Messungen, die von verschiedenen Forschern ausgeführt wurden, zeigten jedoch, daß bei Vorhandensein verschiedener Gase der Thermionenstrom nicht immer denselben Wert für ein und dieselbe Temperatur ergibt und daß sogar

---

1) Die sogenannte „kalte" Elektrode (Anode) kann bisweilen infolge all zu hoher Belastung bis zur Weißglut gebracht werden, welche Eigenschaft für das „electronic bombardment" bei der Herstellung der Apparate ausgenutzt wird.

2) Phil. Trans. 201, 516 (1903).

3) I. Langmuir, Phys. Ztschr. 15, 516, 1914.

vielfach die Ergebnisse bedeutend voneinander abweichen. Diese Änderung der Konstanten *a* und *b* in der Gleichung (1) hatte zur Folge, daß die meisten Forscher eine „reine" Elektronenemission eines glühenden Körpers im hochgradigen Vakuum anzweifelten und sogar annahmen, daß ein Gas ein wesentlicher Faktor zur Erzeugung des Thermionenstromes ist. Es wurde deshalb bis vor kurzem allgemein vermutet, daß ein Gasfilm, der sich an der Oberfläche des Glühkörpers befindet, durch eine Art chemische Reaktion den Thermionenstrom zwischen Kathode und Anode hervorruft. Nachdem nun aber Dr. Langmuir und seine Mitarbeiter das Verhalten der Thermionenströme im hochgradigen Vakuum näher untersucht haben und auf Grund der inter-

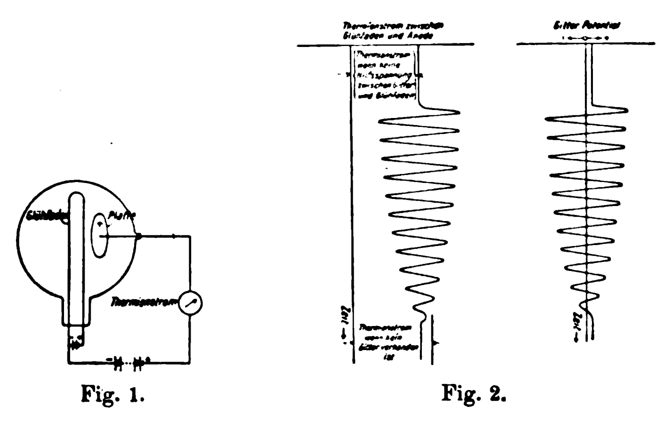


Fig. 1. Fig. 2.

essanten Ergebnisse im wissenschaftlichen Laboratorium der General Electric Company eine Reihe von technischen Apparaten ausgebildet wurden, liegt wohl kein Zweifel mehr vor, daß ein Thermionenstrom im hochgradigen Vakuum auf Grund „reiner" Elektronenemission entsteht. Es wurde sogar im Gegenteil bewiesen, daß die glühenden Kathodenapperate gerade durch Verwendung eines hochgradigen Vakuums von großem Nutzen sein können, da ein solcher Apparat selbst für die höchsten Spannungen verwendet werden kann und z. B. ermöglicht die Antennenenergie an der Hochspannungsseite nach irgendeinem Gesetz (gemäß der menschlichen Sprache, Musik, usw.) zu verändern. Ferner ergibt ein solcher Apparat, bei Verwendung eines hochgradigen Vakuums eine vorzügliche Wechselstromquelle irgendeiner Frequenz, da bekanntlich die erzeugte Wechselenergie mit erhöhtem Anodenpotential bedeutend wächst. Ferner löst der glühende Kathodengleichrichter (Kenetron) das Problem für hochgespannten Gleichstrom.

Weitere Schlüsse, die auf Grund der Untersuchungen gezogen werden können, sind, daß der Thermionstrom

1. durch die Temperatur der glühenden Kathode und
2. durch die Raumladung (space charge effect[1]))

begrenzt sein kann. In der Regel nimmt der Thermionenstrom, gemäß der Gleichung (1), bis zu einem gewissen Grenzwerte mit der Temperatur zu. Ein weiteres Steigern der Temperatur hat weder eine Vermehrung noch Verringerung der Elektronenabgabe zur Folge, während die Anwendung eines höheren Anodenpotentials den Grenzwert des Thermionenstroms vermehrt. Um dieses Verhalten des Thermionenstroms besser studieren zu können, sind verschiedene Schaulinien in Fig. 2 gegeben. Diese Kurven sind Data eines Versuchskenetrons (glühender Kathodengleichrichter), an dem Dr. Dushman[2]) das Verhalten der Elektronenabgabe einer glühenden Kathode im vollkommenen Vakuum näher studierte. Die Anode bildete einen langen Zylinder (Länge 7,62 cm, Radius 1,27 cm), in dessen Achse ein 10 mil. Tungstenfaden angebracht war.

Auf Grund der Langmuirschen Untersuchungen erzeugen die von der glühenden Kathode ausgestrahlten Elektronen ein elektrostatisches Feld, welches von einer bestimmten Temperatur an so stark der Elektronenwanderung entgegenwirkt, daß für ein und dieselbe Anodenspannung eine weitere Erhöhung der Temperatur des Glühkörpers den Thermionenstrom nicht mehr beeinflußt. Er wurde gefunden, das für beliebig geformte Elektroden der Raumladungstrom i_r durch die Gleichung

$$i_r = k \cdot V^{3/2} \tag{2}$$

bestimmt ist. Daß heißt in Worten: der Thermionenstrom wächst mit dem $^3/_2$-Exponenten der angelegten Anodenspannung V. Die Konstante k berücksichtigt die Gestalt der Elektroden. Wenn i_r in Milliamperes ausgedrückt ist, so verändert sich die Größe der Konstante k von 5×10^{-3}, für hohen Spannungsabfall bis 250×10^{-3}, für niederen Spannungsabfall, das heißt: Der Thermionenstrom beträgt 5—250 Milliampere für 100 Volt Spannungsabfall in einem glühenden Kathodenapparat. Wenn die Zylinderanode des oben beschriebenen glühenden Kathodengleichrichters unendlich lang gedacht ist, so stellt die Gleichung

1) Eine Arbeit der Raumladung wurde von Dr. Langmuir veröffentlicht. Für Näheres siehe: Physical Review, N. S., Vol. II, Nr. 6, Dezember 1913.

2) S. Dushman, G. E. Review, March 1915.

$$i_r = \frac{14{,}65}{r} \cdot V^{3/2} \cdot 10^{-3} \qquad (3)$$

den Ausdruck für den Raumladungsstrom dar. Der Strom i_r ist in Milliamperes/cm-Länge und die Anodenspannung V in Volt ausgedrückt. Ferner bedeutet r den Zylinderradius in Zentimetern. Wenn die Elektroden aus zwei parallelen Platten bestehen, deren Ausdehnung wieder unendlich lang gedacht ist, so berechnet sich der Raumladungsstrom nach der Gleichung:

$$i_r = \frac{2{,}33}{x^2} \cdot V^{3/2} \cdot 10^{-3} \qquad (4)$$

wenn i_r in Milliamperes/cm^2, V in Volts und x die Entfernung beider Platten bedeutet. In den Gleichungen (2), (3) und (4) stellt i_r nur dann den maximalen Thermionenstrom dar, wenn das Vakuum genügend hochgradig gewählt ist. Sobald diese Bedingung nicht erfüllt ist z. B. für Drucke über 0,001 mm und für Gegenwart eines Gases, wo in der Regel schon für 40 Volt Anodenpotential positive Ionisation auftritt (durch blaues Aufleuchten unter der Glashülle in der Regel erkennbar), die das elektrostatische Eeld der abgegebenen Elektronen verringert, so kann ein größerer Thermionenstrom, als obige Formeln angeben, zwischen den Elektroden fließen.

Auf Grund dieser Erscheinungen wurden, wie im praktischen Teil dieser Arbeit gezeigt wird, technische Apparate entwickelt, die besonders in der Hochspannungs- und Hochfrequenztechnik Verwendung finden können. Doch bevor auf diese Anwendungen näher eingegangen werden soll, ist noch eine weitere Erscheinung, die zuerst von Dr. Lee de Forest beobachtet wurde, beschrieben. Dr. de Forest fand, daß die von der glühenden Kathode abgegebenen Elektronen für ein gegebenes Anodenpotential und Glühkörpertemperatur durch die Einführung eines Gitters (grid) zwischen den Elektroden nach irgendeinem Gesetz beliebig rasch verändert werden können. Die Schaltung einer solchen Anordnung ist in Fig. 3 angegeben. Untersuchungen haben gezeigt, daß für die Einführung eines Metallnetzes zwischen Kathode und Anode der Thermionenstrom für ein und dieselbe Glühkörpertemperatur und bestimmtes Anodenpotential kleiner ausfällt als wenn kein Drahtnetz vorhanden ist. Die Erklärung der Verminderung des Thermionenstroms ist darin zu suchen, daß einige der abgegebenen Elektronen gegen das Drahtnetz aufprallen (electronic bombardment) und dasselbe negativ aufladen. Die negative Ladung des Drahtnetzes kann in so hohen Grade auftreten, daß das Drahtnetz bisweilen mehr negativ als



der Glühkörper ist. Untersuchungen haben ferner gezeigt, daß in allen Fällen das Potential des Drahtnetzes immer negativ in bezug auf das Potential des Feldes, welches in der Drahtnetzebene entstehen würde, falls kein Drahtnetz vorhanden wäre. Auf Grund dieser Erscheinungen lag es nun nahe ein Hilfspotential (Fig. 3) an das Drahtnetz anzulegen und so den Thermionenstrom zu verändern. Auf diese Weise wurde gefunden, daß ein entsprechend positives Hilfspotential die negative Aufladung des Drahtnetzes aufheben kann, eine weitere Erhöhung des

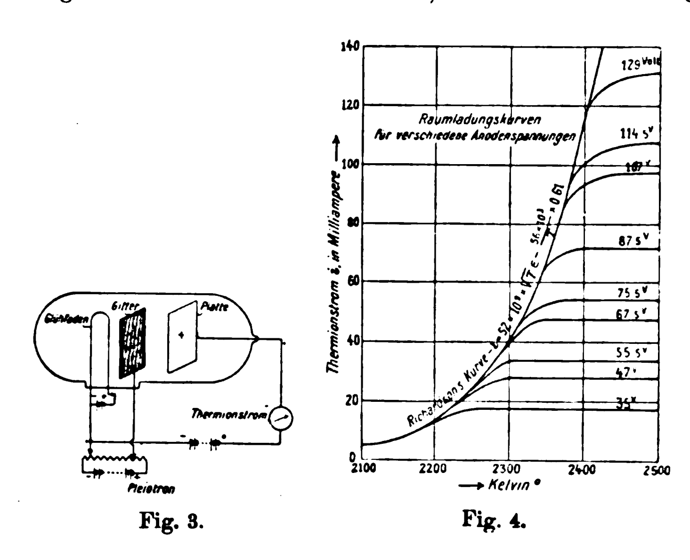


Fig. 3. Fig. 4.

Hilfspotentials verursacht einen größeren Thermionenstrom, während eine Verminderung des Hilfspotentials denselben verringert. Die Veränderung des Thermionenstroms kann beliebig rasch und in irgendeinem gewählten Augenblick erfolgen, selbst wenn das Drahtnetz einem Potential im Bereich der schnellsten elektromagnetischen Schwingungen ausgesetzt ist. Um diesen Fall näher studieren zu können, ist die Veränderung des Thermionenstroms für eine periodische Potentialänderung des Drahtnetzes in Fig. 4 eingezeichnet. Der Thermionenstrom zwischen Glühfaden und Platte folgt für beliebig geformte Elektroden mit guter Annäherung der Gleichung

$$i = k_1 (V_p \pm k_2 \cdot V_g)^{3/2} \tag{5}$$

wenn V_p das Plattenpotential und V_g das Gitterpotential (Drahtnetz) darstellt. k_1 und k_2 sind Konstante. Wenn wir die Schaltung der

Fig. 3 näher betrachten, so sehen wir, daß die Gitter auch einen gleichgerichteten Strom abnimmt. Um diesen Thermionenstrom möglichst klein zu halten, wird im Research Laboratorium der General Electric Company feiner Tungstendraht verwendet, wie aus Figg. 13 und 15 ersichtlich ist. Daß durch Verwendung eines solchen aufgewundenen Tungstendrahtes der Gitterstrom selbst für + 50 Volt Gitterspannung gering gehalten werden kann, ist aus Fig. 6 ersichtlich. Um sich ein Bild des Thermionenstroms zwischen Glühfaden und Platte in Abhängigkeit vom Gitterpotential machen zu können, ist die Kurve der Fig. 5 eingezeichnet. Wie die eingezeichnete Schaltung zeigt sind zwei Platten

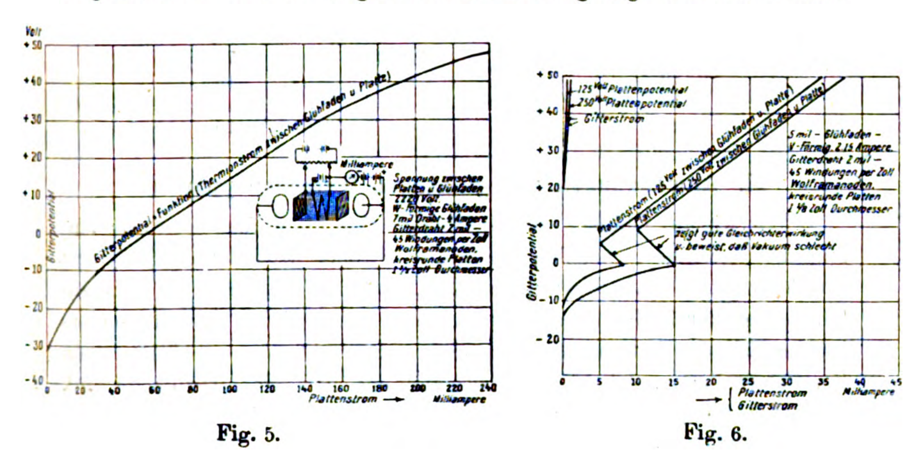


Fig. 5. Fig. 6.

(Anoden) symmetrisch zu einem W-förmigen Glühfaden angeordnet, während das Gitter die glühende Kathode vollständig umhüllt. Die Charakteristik wurde von einem glühenden Kathodenapparat (Pleiotron) entnommen, der zur Veränderung von 2 Kilowatt Antennenenergie des späterhin besprochenen Systems für drahtlose Telephonie verwendet wurde. Ein interessanter Fall ist in Fig. 6 gegeben. Infolge einer undichten Stelle war das Vakuum des verwendeten glühenden Kathodenapperates verschlechtert worden und an Stelle einer stetig verlaufenden Charakteristik (Gitterpotential in Abhängigkeit des Plattenstroms) wurden die Schaulinien der Fig. 6 erhalten. Im Bereich der eingezeichneten Sprünge würde dieser Apparat einen ausgezeichneten Gleichrichter ergeben. Um die Charakteristiken für verschiedene Anodenpotentiale näher studieren zu können, ist die Tabelle I beigefügt.

Tabelle I.

Gitter-potential in Volt	Plattenstrom in Milliamperes		
	125 Volts an Anode	250 Volts an Anode	460 Volts an Anode
110	185	250	275
100	171	225	250
90	154	200	235
80	134	174	200
70	115	145	185
60	90	114	150
50	70	90	125
40	48	65	93
30	31	45	73
20	16	27	48
10	7	12	30
0	2	5	15

II. Anwendungen der glühenden Kathodenapparate.

Wie wir aus Obigem ersehen können, sind die glühenden Kathodenapparate geeignet, beliebig geformte Ströme irgendeiner Frequenz gleichzurichten. Als Kraftapparate, d. h., zur Umformung oder Regulierung größerer Energiemengen kommen solche Hilfsmittel besonders im Bereich der höheren Spannungen in Betracht und es dürfte kein Zweifel vorliegen, daß in der Hochspannungs- bzw. Hochfrequenztechnik die glühenden Kathopenapparate dieselbe Rolle spielen werden wie z. B. die üblich verwendeten Quecksilbergleichrichter in der Starkstromtechnik. Die hier beschriebenen Apparate haben infolge ihrer stabilen Charakteristik noch den Vorzug, daß man mehrere Apparate parallel erhalten kann, während die Quecksilbergleichrichter, wie späterhin erwähnt ist, infolge einer negativen Charakteristik das Parallelarbeiten erschweren. In bezug auf das System der glühenden Kathodenapparate kommt

1. der Kenetron (Bi-Elektrodenapparat, glühende Kathode und Anode) und
2. der Pleiotron (Tri-Elektrodenapparat, glühende Kathode, Gitter und Anode)

in Frage. Der Kenetron dient als einfacher Gleichrichter, während der Pleiotron als Verstärker von Strömen, bzw. als Relais zur Kontrollierung einer größeren Energiemenge und als Wechselstromgenerator irgendeiner Frequenz verwendet werden kann. Die Bezeichnung „Kenetron“ wurde von dem griechischen Wort „kenos“ leerer Raum

(Vakuum) entnommen, die Endung „tron“ besagt, daß wir es mit einer Anwendung, d. h. Instrument zu tun haben. Desgleichen ist das Wort „Pleiotron“ von dem griechischen Wort „pleion“ „mehr“ abgeleitet, da dieser Apparat „mehr“ abgibt und als Vergrößerer wirkt. Die Bezeichnungen, Pleiotron und Kenotron, wurden ferner zum Unterschied der, von anderen Forschern entwickelten Elektronapparate, die kein hochgradiges Vakuum voraussetzen, eingeführt.

a) Praktische Gesichtspunkte für die Konstruktion der glühenden Kathodenapparate.

Bei der Ausbildung der hier besprochenen Apparate war es von großer Bedeutung

1. die elektrostatischen Kräfte, die an den Gitter und Glühkörper entstehen,
2. die maximale, durch den Apparat fließende, Energiemenge, Eigenverbrauch des Apparates und
3. die maximale zulässige Spannung[1])

zu berücksichtigen.

Die elektrostatischen Kräfte, die zwischen Anode und Kathode in den Bi-Elektrodenapparaten und zwischen den drei Elektroden der Tri-Elektrodenapparate auftreten, wachsen bekanntlich mit dem Quadrat der Spannungsdifferenz zwischen den Elektroden. Sind also die Elektroden hohen Potentialen ausgesetzt, so muß dies bei der Konstruktion des Glühfadens und Gitters berücksichtigt werden, während die Pleiotrone, die zum Empfang elektromagnetischer Wellen in der einfachen oder Kaskadenschaltung (Fig. 14a und 14b) Verwendung finden, kaum eine Berücksichtigung benötigen. Versuche die im Research Laboratory der General Electric Company ausgeführt wurden, haben gezeigt, daß ca. 12000 Volt die untere Grenze bildet, für welche man Gefahr laufen kann, daß Glühkörper resp. das Gitter durch elektrostatische Kräfte zerstört wird, wenn nicht besondere Vorsichtsmaßregeln getroffen werden. Selbst wenn der einfache Kenetron einen hohen Serienwiderstand eingeschaltet hat, ist der verhältnismäßig leicht gebaute Glühkörper immer während einer halben Periode der maximalen Wechselspannung ausgesetzt. Aus diesem Grunde wurden verschiedengeformte Glühfaden ausprobiert. Es wurde dabei gefunden, daß ein „V“ und „W“ gestalteter Glühkörper zwischen zwei symmetrisch angebrachten

1) Dr. Dushman (l. c.) ist auf diesen Fall näher eingegangen und es ist deshalb in dieser Arbeit nur das wichtigste herausgegriffen.

Plattenanoden selbst für sehr hohe Spannungen (100000 Volt) verwendet werden kann. Für gewöhnliche Spannungen bis ca. 12000 Volt kann ein ausgestreckter Tungstenfaden, der an einem Ende mittelst einer elastischen Feder (Fig. 7) befestigt ist, und sich in der Achse einer Zylinderanode befindet, als praktisch brauchbare Konstruktion angesehen werden. Ferner ist im Bereich dieser niederen Spannungen ein spiralförmig geformter Tungstenglühkörper der mit einer Kappenanode (Fig. 8) bedeckt ist, verwendbar. Zum Teil können die elektrostatischen Kräfte, dadurch vermindert werden, daß man den Glühkörper, das Gitter und die Anode ziemlich weit auseinander anordnet. Doch kann dies aus ökonomischen Gründen nur bis zu einer gewissen Grenze angestrebt werden, da bei all zu weiter Entfernung der Eigenverlust des glühenden Kathodenapparates zu groß ausfallen würde. Diesen Fall kann man am besten an Hand der Gleichungen (3) und (4) studieren, da dieselben lehren, daß die Raumladungsspannung entweder linear oder quadratisch mit dem Abstand zwischen den Elektroden anwächst, wenn eine Zylinderanode bzw. planparallele Plattenelektroden verwendet sind. Betreffs des Gitters der Tri-Elektrodenapparate wurde gefunden, daß es günstig ist, dasselbe möglichst nahe zu dem Glühkörper anzuordnen, wie aus den Skizzen der Figg. 13 und 15 ersehen werden kann.

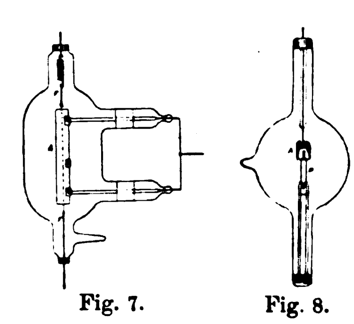


Fig. 7. Fig. 8.

Die von einem einfachen Kenetron verbrauchte Energie bestimmt sich

1. aus Verlusten infolge des Raumladungseffektes, der in Gleichung (2) berücksichtigt ist und
2. aus Jouleschen Wärmeverlusten des Glühkörpers.

Da bei den vorliegenden Apparaten ein hochgradiges Vakuum vorherrscht, so wandern die abgegebenen Elektronen praktisch verlustlos gegen die Anode und die ganze kinetische Energie der Elektronen N $[{}^1/_2\, m v^2]$ wird in der Anode in Wärme umgesetzt. In diesem Ausdruck stellt N die Anzahl der Elektronen für die Zeit- und Flächeneinheit dar, v berücksichtigt die Geschwindigkeit der Elektronen und m bedeutet deren Masse. Wenn wir ferner das Symbol e für die Ladung eines Elektrons einführen, V die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden darstellt und unter i der Thermionenstrom verstanden

ist, so ist die kinetische Energie der Elektronen, die in der Anode in Wärme umgewandelt wird durch die Gleichung

$$\left.\begin{aligned} W_R = N[{}^1/_2\, m v^2] &= N \cdot e \cdot V \\ &= i \cdot V \end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

gegeben. Diesen Ausdruck in die Gleichung (2) eingeführt, ergibt den Raumladungsverlust eines glühenden Kathodengleichrichters

$$W_R = k \cdot V^{5/2} \qquad (7)$$

Wenn i_g den Strom des Glühkörpers bedeutet und r dessen Widerstand ist, so berechnet sich der Joulesche Wärmeverlust der Kathode aus der Gleichung

$$W_J = i_g^2 \cdot r \qquad (8)$$

Wenn ein Tungstenfaden verwendet ist, so ist nach Dr. Langmuir[1]) für die Temperatur T der Wärmeverlust der Kathode

$$W_{J_T} = 12{,}54 \left[\frac{T}{1703}\right]^{4.74} \text{Watt/cm}^2 \qquad (9)$$

Der totale Verlust eines Kenetrons würde sich also aus der Summe der an Anode und Kathode abgegebenen Wärmemengen, d. h. der Summe der Größen W_R und W_J ergeben. Untersuchungen haben gezeigt, daß der totale Eigenverlust der vorliegenden Apparate prozentual um so kleiner ausfällt, je höher das Anodenpotential gewählt ist. Ein Kenetron, der zur Gleichrichtung von ca. 6 Kilowatt Wechselstromenergie an eine 15000 Voltlinie angelegt ist, hat z. B. 98 % Wirkungsgrad wie aus Tabelle II ersichtlich ist.

Wenn man die Grundgleichung (2) näher betrachtet, so erkennt man, daß infolge des Raumladeeffektes ein bestimmter minimaler Spannungsfall im Kenetron der maximalen Elektronenabgabe der Kathode für gegebene Glühkörpertemperatur entspricht. Legt man also zwischen Glühkörper und Anode eine kleinere Spannung an, als der Gleichung (2) entspricht, so fließt dementsprechend auch ein kleinerer Thermionenstrom von Kathode zur Anode. Dies bedeutet in anderen Worten, daß man den Thermionenstrom für gegebene Glühkörpertemperatur mittelst eines Seriewiderstandes zwischen den Grenzen, 0-Sättigungsthermionenstrom, verändern kann. Es ist deshalb von Interesse den Fall zu studieren, für welchen das angelegte Anodenpotential größer ist, als die Gleichung (2) angibt. Um dies zu illustrieren, denke man sich einen Seriewiderstand

1) I. Langmuir, Phys. Review, **34**, 401, 1912.

R in den Anodenkreis eingeschaltet. Der Gleichung (2) entspricht dann der Ausdruck

$$i = k(V_t - V_R)^{3/2} \tag{10}$$

V_t bedeute den Momentanwert der totalen angelegten Spannung, einschließlich des Spannungsabfalles des Seriewiderstandes, der durch V_R berücksichtigt sei. Wenn man ferner unter i den gleichgerichteten Strom versteht, so geht die Gleichung (10) über in

$$i = k(V_t - iR)^{3/2} \tag{11}$$

Der Thermionenstrom wächst also mit abnehmenden Seriewiderstand R so lange an, bis sich die Sättigungsstromstärke gemäß der Gleichung (2) einstellt. Ein weiteres Vermindern von R vergrößert dann nur das Anodenpotential. Wird also der Seriewiderstand kurzgeschlossen, so liegt das volle Potential V_t an der Anode, welche bei genügend großem V_t bis zur Weißglut gebracht werden kann und man somit Gefahr läuft den Apparat zu beschädigen, da die kinetische Energie der Elektronen von dem normalen Wert $i \times V$ auf den Wert $i \times V_t$ anwächst. Es ist also ratsam, einen Schutzapparat in den Anodenkreis einzuschalten, der im Falle allzu großer Energiemengen den Strom unterbricht. Betrachtet man ferner den Pleiotron unter den eben gemachten Bedingungen, so geht die Gleichung (5) über in den Ausdruck

$$i = k_1 (V_t \pm k_2 V_g - i \cdot R)^{3/2} \tag{12}$$

Wir lernen aus dieser Gleichung, daß das Gitter als Schutzapparat wirkt, wenn das Potential desselben genügend negativ gewählt ist, während der Seriewiderstand R sehr geeignet ist, die durch den Pleiotron kontrollierte Energie zum Teil in Wärme umzusetzen. Von dieser Eigenschaft wird bei dem System für drahtlose Telephonie Gebrauch gemacht, wie späterhin gezeigt ist.

b) Der Kenetron.

Auf Grund der obenbeschriebenen Untersuchungen wurden im Research Laboratorium der General Electric Company Kenetrone entwickelt, die bis zu 1—$^1/_2$ Amperes gleichgerichteten Strom abgeben. Wenn die Anode und Kathode genügend groß gewählt und nahe zueinander angebracht sind, kann man mit Leichtigkeit für ca. 200 Volt Spannungsabfall im Kenetron über 1 Ampere gleichgerichteten Strom erhalten, trotzdem es für größere Ströme ratsam ist, mehrere Kenetrone parallel zu schalten. Dies ist besonders deshalb zu empfehlen, da die Charakteristik des Kenetrons eine vollkommen stabile Elektronen-

emission aufweist, im Gegensatz zu den Quecksilbergleichrichtern, welche negative Charakteristiken haben und deshalb meistens beim Parallelschalten die ganze Arbeit von einem einzigen Apparat geleistet wird. Die mehr zu empfehlenden Kenetrontypen ergeben in der Regel von 5—250 Milliamperes Thermionenstrom für ca. 100 Volt Spannungsabfall im Kenetron. Um sich ein Bild der verschiedenen Größen eines Kenetrons machen zu können ist Tabelle II gegeben. Fig. 7 stellt eine Skizze dieses Kenetrons dar. Der Glühfaden, der zwischen den Punkten *F*—*F* ausgespannt ist, wird an der einen Seite durch eine elastische Feder gehalten, um beim Ausdehnen des Tungstendrahtes denselben immer nachzuspannen und in der Achse der zylinderischgeformten Molybdenumanode festzuhalten. Fig. 8 zeigt einen Kenetron, welcher eine

Tabelle II.

Anode: Molybdenumzylinder, 7,62 cm lang, 1,27 cm Radius.
Kathode: Tungstenglühfaddn, 10 mm, koaxial in Anodenzylinder verlaufend.
Normale Temperatur des Glühfadens: 2550 Kelvin Grad.
Maximaler Thermionenstrom: ungefähr 0,4 Amperes.
Spannungsabfall im Kenetron: $V = \left[\frac{400}{14,6} \times \frac{1,27}{2} \times \frac{10^3}{10}\right]^{2/3} = 145$ Volt.
Raumladungsgleichung des Kenetrons: $i_r = 230 \times 10^{-3} \times V^{3/2}$ Milliamperes.
Raumladungsverlust (Wärmeabgabe an der Anode): Gleichung (6)
$- W_R = 145 \times 0,4 = 58$ Watt.
Kathodenverlust (Joulesche Wärmeabgabe): Gleichung (9) $- W_J = 72$ Watt.
Eigenverlust des Kenetrons: $[72 + 58] = 0,13$ Kilowatt.
Gleichgerichtete Energie: $15000 \times 0,4 = 6$ Kilowatt.
Wirkungsgrad des Kenetrons: $\frac{5,87}{6,0} \times 100 = 97,83\,\%$.

spiralenförmige Kathode *F* hat. Die Anode wird mittelst einer Molybdenumkappe *A* gebildet. In Fig. 9 bildet ein V-geformter Tungstendraht die Kathode, welche zwischen zwei planparallelen Tungstenanoden angebracht ist. Der Kenetron der Fig. 8 kann bis ca. 12000 Volt, derjenige der Fig. 9 bis ca. 50000 Volt Anodenpotential verwendet werden.

Um sich ein Bild von der Wirkungsweise eines Kenetrons machen zu können, sind in Fig. 11 Oscillogramme gegeben, an Hand welcher Dr. Dushman die vollkommene Gleichrichterwirkung der glühenden Kathodenapparate näher studierte. Das Schaltungsschema ist in Fig. 10 eingezeichnet. Zwecks der besseren Übersicht, sind die Verbindungen, die nur für die Aufnahme der Oscillogramme in Betracht kommen, gestrichelt angeben, während die eigentliche Schaltung für die Gleichrichtung irgendeines oscillierenden Stromes in vollen Linienzügen

eingezeichnet ist. Wie wir aus dem Schema ersehen können, werden beide Wellenhälften des Stromes gleichgerichtet. Da in dieser Anordnung der Mittelpunkt der Hochspannungsspule des Transformators

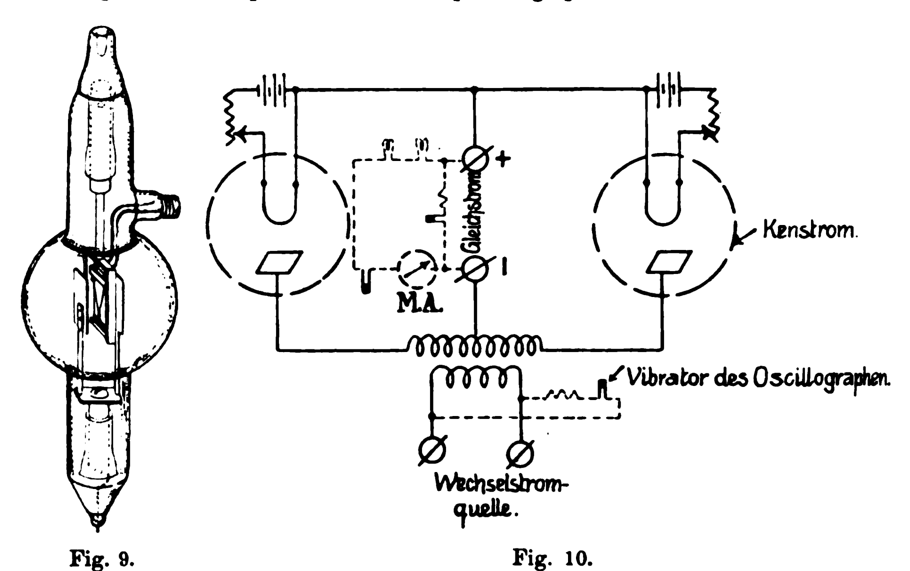


Fig. 9. Fig. 10.

gleichzeitig die negative Anschlußklemme des gleichgerichteten Stromes bildet, wird allerdings nur von der halben Spannung des Transformators Gebrauch gemacht. Ist es daher von Interesse die volle sekundäre Transformatorspannung auszunutzen, so ist die Vierkenetronschaltung der Fig. 12 zu verwenden. In Fig. 11 stellt das obere Oscillogramm die primär aufgedrückte Spannung, d. h. die Spannungswelle der Wechselkraftquelle dar. Das mittlere Oscillogramm zeigt den Spannungsverlauf des Verbrauchers (zwei 60 Watt Glühlampen, 250 Volttype) und das untere Oscillogramm den Belastungsstrom für denselben. Die Oscillogramme sind besonders charakteristisch, da die abgeflachten gleichgerichteten Wellenhälften zeigen, daß die Elektronemission durch zu niedere Glühfadentemperatur begrenzt ist, während die zugespitzten Wellenhälften beweisen, daß der Thermionenstrom des

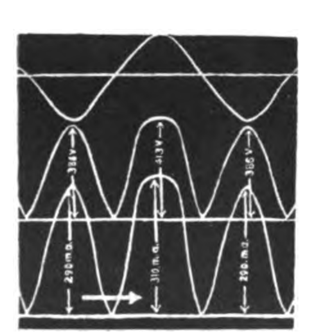


Fig. 11.

entsprechenden Kenetrons durch die Raumladung beeinflußt ist. Ein Gleichstrominstrument, das in Serie mit den Lampen geschaltet wurde, zeigte 140 Milliamperes Belastungsstrom an. Es ist noch zu bemerken, daß die Belastungsspannungswelle und der Verlauf des Belastungs-

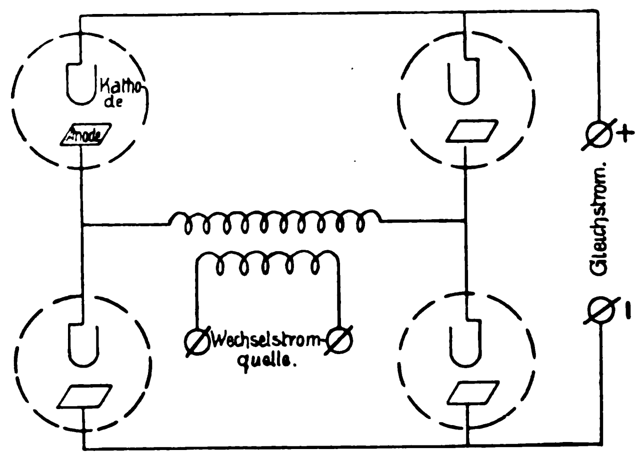


Fig. 12.

stromes unabhängig von einander aufgenommen wurde, d. h. während der Aufnahme des mittleren Oscillogramms war der Vibrator für den Belastungsstrom kurzgeschlossen worden und während das untere Oscillogramm aufgenommen wurde, war der Vibratorkreis für die Belastungsspannung geöffnet.

c) Der Pleiotron als Relais für ein System zum Empfang sehr schwacher elektromagnetischer Wellen.

Die Ausführung eines Pleiotrons, der zum Empfang von elektromagnetischer Wellen benutzt werden kann, ist in Fig. 13 angegeben. Das Gitter G besteht aus feinem Tungstendraht. Derselbe ist auf ein Glasgestell schraubenartig aufgewunden, so daß ca. 100 Windungen auf 1 cm Länge kommen. Um die Verluste des Gitters möglichst nieder zu halten, ist der Durchmesser des Tungstendrahtes (ca. 0,01 mm) möglichst klein gewählt. Der Glühfaden besteht ebenfalls aus Tungstendraht (ca. 5-mil. bis 10-mil.) und hat für diese spezielle Anordnung V-Form. Wie aus Fig. 13 ersichtlich ist, wird die Anode A durch einen zickzackförmig verlaufenen Tungstendraht gebildet. Trotzdem dieser Pleiotron für verhältnismäßig niedere Anodenspannung verwendet wird, be-

ruht die Wirkungsweise derselben wie bei allen hier besprochenen Ausführungen auf reiner Elektronenemission, im Gegensatz zu dem De Forestschen Audion und dem Lieben-Reiß Relais, bei welchen Apparaten die Relaiswirkung lediglich auf einer Gasionisation beruht, selbst wenn das Anodenpotential unter der Grenze liegt für die Ionisation durch blaues Aufleuchten unter der Glashülle erkennbar ist. Dr. Langmuir ist in den bereits angeführten Arbeiten näher auf

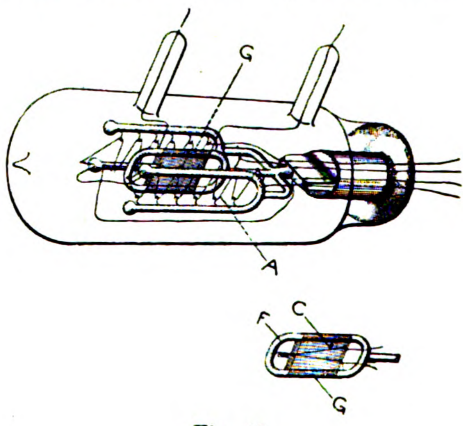


Fig. 13.

diesen Fall eingegangen, aus welchem Grunde auf jene Veröffentlichungen verwiesen ist. In Fig. 14a und 14b ist die einfache Schaltung und die Kaskadenanordnung zum Empfang elektromagnetischer Wellen angegeben. Die Empfindlichkeit dieser Pleiotronsysteme ist außerordentlich groß und ermöglichte z. B., daß man in Schenectady, Staat New-York, Zeichen von San Francisco, Californien und Honolulu mit Leichtigkeit empfangen konnte.

d) Der Pleiotron als Relais für ein System der drahtlosen Telephonie.[1])

Betrachtet man die Charakteristik eines Pleiotrons, die in Fig. 5 eingezeichnet ist, so sieht man, daß z. B. für + 47 Volt Gitterpotential, $2220 \times 0{,}24 = 533$ Watt in den Anoden in Wärme umgesetzt werden, während für 0 Volt Gitterspannung nur $2220 \times 0{,}055 = 122$ Watt im Pleiotron verbraucht werden. Daß heißt in anderen Worten: Wenn

1) Für näheres siehe: A. Hund, Elektrotechnik und Maschinenbau, 1915.

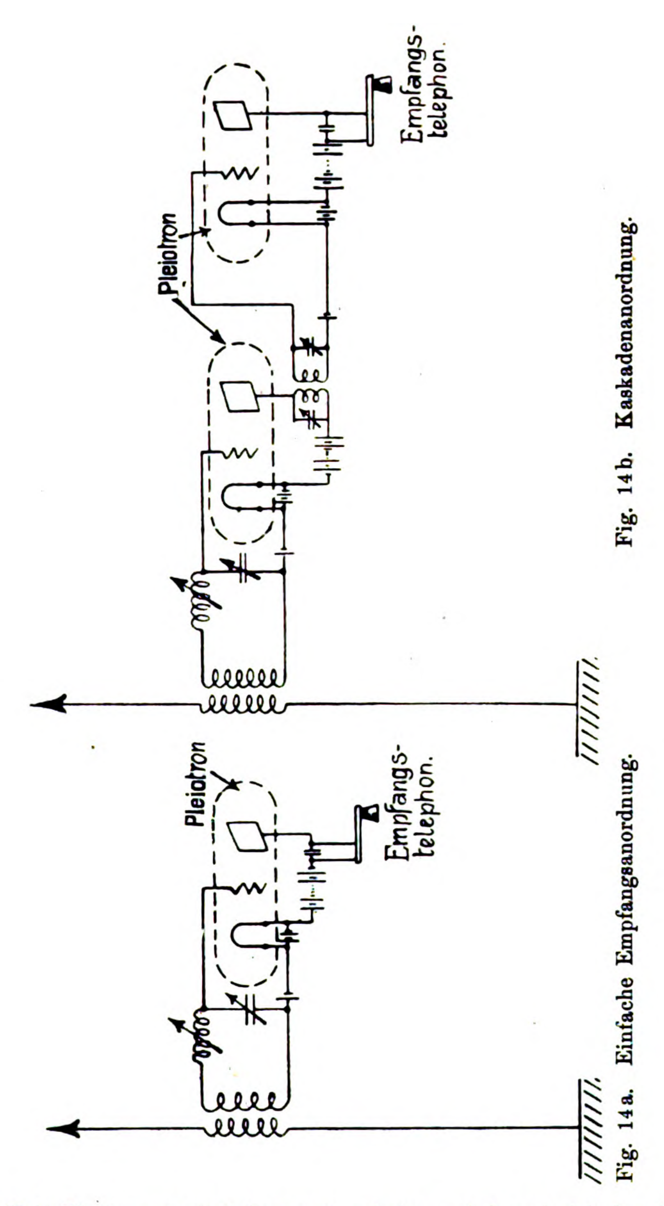


Fig. 14 b. Kaskadenanordnung.

Fig. 14 a. Einfache Empfangsanordnung.

2220 Volt Plattenpotential konstant gehalten wird und sich das Gitterpotential periodisch zwischen 0 und + 47 Volt ändert, so pendelt

(533 — 122) = 411 Watt periodisch zwischen Pleiotron und der, an Anode und Kathode, angelegten Energiequelle hin und her. Auf Grund der gegebenen Theorie der Thermionenelektrizität ist weiter ersichtlich, daß die Energieaufnahme des Pleiotrons für ein und dasselbe Gitterpotential und Glühkörpertemperatur umso größer ausfällt, je höher das Plattenpotential gewählt ist. Man sieht somit, daß ein solcher glühender Kathodenapparat für die Veränderung der Energie einer Antenne sehr geeignet ist, da an derselben infolge Resonanz sehr hohe Spannungen auftreten. Selbstverständlich ist der Energieverbrauch im Pleiotron durch die Wärmeabgabe des Apparates begrenzt. Eine Ausführung, die in Fig. 15 skizziert ist, kann mit guter Sicherheit für die Kontrollierung von 2 Kilowatt Antennenenergie verwendet werden, wie eingehende Versuche gezeigt haben. Größere Energiemengen können

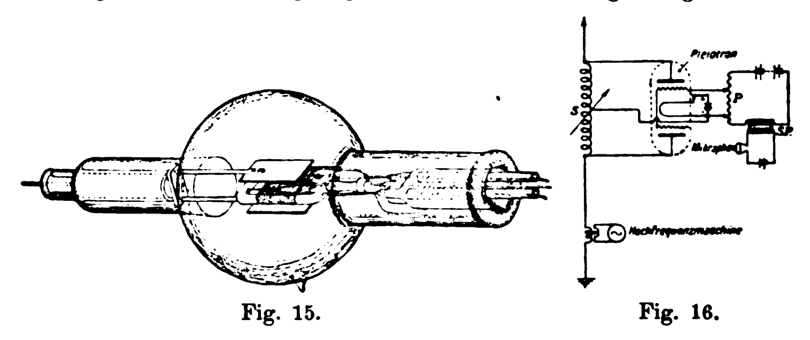


Fig. 15. Fig. 16.

jedoch durch Parallelschalten mehrerer Pleiotrone kontrolliert werden. Im Falle man einen hohen Widerstand in den Anodenstromkreis einfügt, kann man selbst mit einem einzigen Pleiotron beträchtliche Energiemengen einer Kraftquelle entziehen, ohne denselben allzu sehr zu überlasten, da ein großer Teil der Energie im Seriewiderstand in Wärme umgewandelt wird. Auf Grund dieser Anschauungen ergibt sich die Schaltung für ein System der drahtlosen Telephonie von selbst. Man hat zu diesem Zwecke nur das Gitterpotential gemäß der menschlichen Sprache, Musik usw. mittelst Mikrophons zu verändern. Ist dann die Anode des Pleiotrons mit der Hochspannungsseite der Antenne verbunden, während der Glühfaden die Erdung bildet, so verändert sich die ausgestrahlte Antennenenergie nach demselben Rhythmus, wie das Gitterpotential. In der soeben beschriebenen Schaltung wird allerdings nur die eine Wellenhälfte der Antennenenergie dem Pleiotron zur Verfügung gestellt. Die Versuche haben jedoch gezeigt, daß keine Verzerrung der Laute dadurch entsteht. In Fig. 16 ist die Anordnung

des Verfassers für einen symmetrisch gebauten Pleiotron angegeben. Eine Hochfrequenzmaschine (der Verfasser verwendete eine 100000-periodische Alexandersonmaschine, trotzdem auch ein Pleiotron als Wechselstromgenerator gute Dienste leistet) ist in dieser Schaltung durch einen festgekoppelten Lufttransformator (Übersetzungsverhältnis durch Antennenwiderstand bestimmt) mit der Antenne verbunden. Zwischen der Kraftquelle und den Luftdraht ist eine veränderliche Selbstinduktionsspule *S*, eingeschaltet. Mittelst letzterer ist es möglich, die Antenne für die zugrunde gelegte Wellenlänge abzustimmen. Da diese Selbstinduktion in der Tat parallel zur Antennenkapazität zu denken ist und die sekundäre Spule des Lufttransformators (zur Kraftquelle) nur einen kleinen Spannungsabfall im Vergleich zum maximalen Antennenpotential aufweist, so entsteht zwischen den Enden der Abstimmungsspule *S* in der Regel eine recht hohe Spannung. Um beide Wellenhälften dem Pleiotron zur Verfügung zu stellen, sind die Enden der Abstimmungsspule mit den Anoden des Pleiotrons, die symmetrisch zum Glühfaden angeordnet sind, verbunden. Der Glühfaden wird, wie in Fig. 16 angedeutet, von einer Akkumulatorbatterie gespeist. Letztere ist für die symmetrische Schaltung von der Erde zu isolieren, da die Kathode auch zum Mittelpunkt der Abstimmungsspule verbunden ist. Ein gewöhnliches Mikrophon ist in Reihe mit der Niederspannungsspule eines Spannungstransformators *ST* und einer Batterie geschaltet. Die Hochspannungsseite des Spannungstransformators bildet zusammen mit einem Potentiometer *P* und einer Anzahl von Schwachstromelementen einen zweiten Stromkreis. An dem Potentiometer sind zwei verschiebbare Kontakte angebracht, die zu Gitter und Glühfaden führen. Der Mittelpunkt der Abstimmungsspule kann selbst bei Veränderung der gegenseitigen Lage der beweglichen Teile praktisch als fest angesehen werden, wenn diese Spule aus mehreren Einzelselbstinduktionen besteht. Der Verfasser ordnete zu diesem Zwecke ca. 12 Spulen, deren Windungen spiralförmig aufgewickelt waren, so in Reihe an, daß die Spulen 1, 3, 5, 7, 9 und 11 an ein unbewegliches hölzernes Gerippe befestigt waren, während die Spulen 2, 4, 6, 8, 10 und 12 mittelst eines zweiten hölzernen Gerippes, wie die Platten eines Kondensators gegen die anderen Spulen verdreht werden konnten. Alle Spulen waren in der Reihenfolge 1, 2, 3 ... 10, 11, 12 hintereinandergeschaltet. Um kreuzweise Verbindungen (d. h. von Außenseite einer Spule zur Innenseite der nächsten Spule, Gefahr, daß hohe Spannungen Isolation beschädigen) zu vermeiden, war es ratsam, aufeinanderfolgende Spulen symmetrisch in bezug auf ihre gegenseitige Lage anzuordnen, so daß immer entweder



zwei äußere Enden oder zwei innere Enden die Spulen in Reihe schalten, und sich trotzdem die magnetischen Felder der Einzelspulen addieren. Die Wirkungsweise dieser Anordnung ist also wie folgt: Spricht man in das Mikrophon, so verändert sich dessen Widerstand und demgemäß überlagert sich ein veränderlicher Strom im Potentiometerkreis. Die Folge davon ist, daß am Gitter entsprechende Potentialschwebungen auftreten und die Platten des Pleiotrons der Antenne mehr oder weniger Energie entziehen. Die Untersuchungen lehrten, daß man für unbenutztes Mikrophon das Gitter am besten negativ auflade, so daß sich der Pleiotron nur während der tatsächlichen Arbeitszeit erwärmt. Ferner ist von Vorteil, das Gitterpotential so zu wählen, daß die Energiavariationen möglichst auf einem geradlinigen Teil der „Gitterpotential-(Antennenstrom)^2-Kurve" erfolgen. Eingehende Versuche, die der Verfasser ausgeführt hat, zeigen, daß man mit ca. 100 Volt Gittervariation leicht 2 Kilowatt mittelst eines einzigen Pleiotrons verändern kann. Die Spannungen, die durch die menschliche Sprache, Musik usw. am Gitter hervorgerufen werden, sind für angegebene Schaltung ca. 150 Volt. In dem Oscillogramm der Fig. 17 ist die Änderung von ca. 2 Kilowatt dargestellt.[1]) Die Stromschwankungen des rechten Teiles des Oscillogramms erfolgen zwischen 0 Linie und Maximumwert, d. h., die volle Antennenenergie war beim Sprechen in das Mikrophon verändert worden. Die Zacken des linken Teiles des Oscillogramms kamen infolge unsymmetrischen Stellen am Rotor der Hochfrequenzquelle.

Versuche, die zwischen Pittsfield, Massachusetts und Schenectady, New-York, ausgeführt wurden, zeigten, daß ein einziger Pleiotron ca. 2 Kilowatt leicht kontrollieren kann und daß die Übertragung der menschlichen Sprache, Musik usw. noch deutlicher erfolgt als mit dem gewöhnlichen Telephonsystem. Wenn mehrere Pleiotrone in parallel geschaltet sind oder spezielle Pleiotronrelaissysteme angewendet werden, so kann eine beliebig große Energie kontrolliert werden.

e) Der Pleiotron als Wechselstromgenerator beliebiger Frequenz.

Eine Ausführung, wie in Fig. 15 angegeben ist, kann auch dazu dienen, Weschelströme irgendeiner Frequenz zu erzeugen. Die Schaltung der Fig. 18 zeigt eine Anordnung, mittelst welcher man unge-

1) Der Vibrator eines G. E. Oscillographs war in Reihe mit einem Quecksilbergleichrichter und zwei Windungen, die zur Antenne gekoppelt waren, geschaltet.



Fig. 17. Variation der ganzen Energie. Keine gerade Linie infolge Unregelmäßigkeiten am Wechselstromgenerator.

dämpfte Wellen erhalten kann. Der Kondensator, der in dem Anodenstromkreis eingezeichnet ist, kann auch weggelassen werden. In vielen Fällen ist es jedoch ratsam, mittelst eines Kondensators auch den Anodenkreis für eine gewünschte Frequenz abzustimmen, um einen höheren Wirkungsgrad des Wellenerzeugers zu erhalten. Ferner spielt die gegenseitige Lage der Wechselstromspule und der Spulen in Gitter und Anodenkreis eine große Rolle. Betreffs dieser Gesichtspunkte ist auf Arbeiten hingewiesen, die an anderer Stelle späterhin von der General Electric Company veröffentlicht werden. Der Pleiotron der Fig. 13 erzeugt in der oben angegebenen Schaltung ca. 5 Watt Hochfrequenzenergie. Eine Kombination des Systems der Fig. 18 und der Empfangsanordnung der Figur 14a ermöglicht es ungedämpfte Wellenzüge im Bereich der schnellen Schwingungen mittelst Schwebungen in einem Telephon hörbar zu machen. Legt

Glühfaden
Gitter
Anode
Wechsel-strom
Gleichstrom-quelle.
−
+

Fig. 18.

man an ein Pleiotron, der in dem System für drahtlose Telephonie Verwendung findet (Fig. 15) genügend hohe Spannung an, so kann man mit Leichtigkeit 1 Kilowatt Wechselenergie irgendeiner Frequenz erzeugen.

Zum Schlusse ist es mir eine angenehme Pflicht, den Herren Dr. I. Langmuir und Dr. S. Dushman für die Überlassung von wertvollen Unterlagen verbindlichst zu danken, ohne welche es unmöglich gewesen wäre, die vorstehende Arbeit mit so vielen Illustrationen erscheinen zu lassen.

(Eingesandt 12. August 1915.)

Adresse des Autors: Dept. of Physics and Electrical Engineering, University of Southern California, Los Angeles, Calif.

Referate.

R. Lindemann und **W. Hüter**, Über die Widerstandserhöhung von kurzen Zylinderspulen und von Flachspulen bei hochfrequenten Wechselströmen. (Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.) Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 219 bis 236, 1913.

Die Untersuchungen, über die hier zusammenfassend berichtet wird, bilden eine Erweiterung der Messungen, die früher in diesem Jahrbuch mitgeteilt sind [1]. Es hatte sich damals gezeigt, daß die in der Technik gebräuchlichen Litzen ihren Zweck, die Widerstandszunahme bei Wechselströmen herabzudrücken, nicht immer erfüllen, daß sogar bei höheren Frequenzen Spulen aus den üblichen Litzen einen größeren Widerstand haben als solche aus Massivdraht von gleichem Kupferquerschnitt. Diese Erscheinung hat ihren Grund in Rückströmen, die im Einzeldraht von dem Felde der übrigen Einzeldrähte der Litze induziert werden, und ließ sich im Anschluß an M. Wien befriedigend theoretisch berechnen [2])

Nach zwei Richtungen sind die früheren Untersuchungen weiter ausgedehnt worden. Zunächst lag folgende Überlegung nahe: Bei

1) R. Lindemann, Jahrb. 4, 561—604, 1911.
2) a. a. O. u. H. G. Möller, Ann. d. Phys. **36**, 738, 1911.

Kupferbändern, die mit ihrer Breitseite auf einen Kern zu Zylinderspulen aufgewickelt sind, steht dem Strom wegen des einseitigen Skineffekts nach der Innenseite zu eine größere Fläche zur Verfügung als bei runden Massivdrähten von gleichem Querschnitt. Es war also nach dem früher gefundenen Ergebnis zu erwarten, daß Kupferbandspulen schon bei verhältnismäßig langen Wellen vorteilhafter sind als solche aus Litze. Daher wurden Vergleichsmessungen an Runddraht-, Band- und Litzenspulen gleicher Selbstinduktion und ungefähr gleichen Kupferquerschnittes vorgenommen und zwar über ein größeres Wellenlängenbereich als früher (2000 bis 100 m).

Weiter wurden die in der Technik vielfach verwendeten, aber wenig untersuchten Flachspulen und zwar wiederum Spulen aus Litzen, runden Massivdrähten und Bändern bezüglich ihres Widerstandes verglichen. Es zeigte sich, daß diese Spulen bei schnellen elektrischen Schwingungen den Zylinderspulen gegenüber im Nachteil sind.

Schließlich wurde beim Vergleich kurzer und langer Zylinderspulen verschiedenen Leiterquerschnittes ein auffälliger Unterschied festgestellt und aus den gefundenen Ergebnissen empirisch ein einfaches Gesetz für die Widerstandszunahme kurzer Spulen aufgestellt.

Für Messungen bei Wellen über 700 m wurden ungedämpfte Lichtbogenschwingungen, bei kürzeren Wellen gedämpfte Funkenschwingungen benutzt. Die Kapazität der Spulen, einschließlich der Zuleitungen, bedingt bei den Messungen eine Korrektion, welche bei den kürzesten Wellen bis zu 200 % betragen kann. Wegen dieser nicht immer hinreichend definierten Spulenkapazität beanspruchen die Messungen bei kürzeren Wellen nicht die Genauigkeit wie bei den längeren Wellen, wo sie auf 2—3 % geschätzt werden kann.

1. Kurze Zylinderspulen.

Die untersuchten Spulen mit einer Lage dicht nebeneinander liegender Windungen waren auf Glaszylinder gewickelt. Einander entsprechende Spulen aus rundem Draht, Band und Litze besaßen den gleichen Durchmesser und annähernd gleiche Selbstinduktion bei annähernd gleichem Kupferquerschnitt des Leiters; ihre Länge und Windungszahl war verschieden. Der Vergleich von Spulen mit dicht nebeneinander liegenden Windungen liegt wohl für die Praxis näher als der physikalisch interessantere Vergleich von Spulen gleicher Ganghöhe; hierauf wird weiter unten kurz eingegangen.

Die Litzen entsprachen in der Technik üblichen Typen und bestanden sämtlich aus 0,07 mm dicken emaillierten Einzeldrähten. Gegenüber den früher untersuchten „ideal verdrillten“ Litzen war bei ihnen nicht so weitgehend die Gleichwertigkeit der Einzeldrähte hinsichtlich ihrer Selbstinduktion und ihres Widerstandes angestrebt.

Bei der einen Meßreihe, die hier erörtert werden soll, wurden 4 Spulen mit dem gleichen Durchmesser ($2r = 19,5$ cm) aus Runddraht, Band und 2 Litzen miteinander verglichen. Die äußere Isolation der Leiter bestand aus weißer Baumwolle. In der folgenden Tabelle sind folgende Bezeichnungen benutzt worden:

λ = Wellenlänge
w_0 = Widerstand, mit Gleichstrom gemessen
W = Widerstand bei schnellen Schwingungen
L_0 = Selbstinduktionskoeffizient bei niederen Frequenzen
r = Spulenradius
l = Spulenlänge
m = Zahl der Windungen
ϱ = Drahtradius
a = Breite } eines Bandes
b = Dicke } eines Bandes
z = Zahl der Einzeldrähte bei Litzen.

Tabelle 1. **Kurze Zylinderspulen.**

Litze $L2$		Litze $L2'$		Band $B2$		Runder Draht $R2$	
$2r = 19,5$ cm $l = 4,1$ cm $m = 12$ $z = 19 \cdot 7 \cdot 5 = 665$ $w_0 = 0,0507$ Ohm $L_0 = 4,54 \cdot 10^{-5} H$		$2r = 19,5$ cm $l = 3,8$ cm $m = 12$ $z = 19 \cdot 5 \cdot 7 = 665$ $w_0 = 0,0478$ Ohm $L_0 = 4,59 \cdot 10^{-5} H$		$2r = 19,5$ cm $l = 21,0$ cm $m = 18$ $a = 10$ mm $b = 0,3$ mm $w_0 = 0,0680$ Ohm $L_0 = 4,17 \cdot 10^{-5} H$		$2r = 19,4$ cm $l = 2,8$ cm $m = 11$ $2\varrho = 2$ mm $w_0 = 0,0382$ Ohm $L_0 = 4,27 \cdot 10^{-5} H$	
λ m	W Ohm	λ m	W Ohm	λ m	W Ohm	λ m.	W Ohm
3626	0,0581	3645	0,0804	3475	0,125	3516	0,200
2256	0,0797	2271	0,0899	2162	0,143	2190	0,258
1257	0,1085	1265	0,0906	1206	0,178	1219	0,359
744	0,1831	752	0,173	713	0,236	722	0,486
391	0,447	391	0,431	391	0,365	391	0,765
185	1,54	185	1,54	185	0,703	185	1,48
—	—	100	4,81	101	1,68	101	3,27

Die Litzen der Spulen $L2$ und $L2'$ bestanden aus 665 Einzeldrähten, ihre Elementarlitzen aus 19 einfach verdrillten Einzeldrähten.

Von diesen waren bei $L2$ zunächst 7 und von den so entstandenen Litzen wieder 5 gleichmäßig miteinander verflochten. Dagegen baute sich $L2'$ nach dem Schema $19 \cdot 5 \cdot 7$ auf, und es lag dabei von den zuletzt verdrillten 7 Litzen eine ihrer ganzen Länge nach in der Mitte der andern 6.

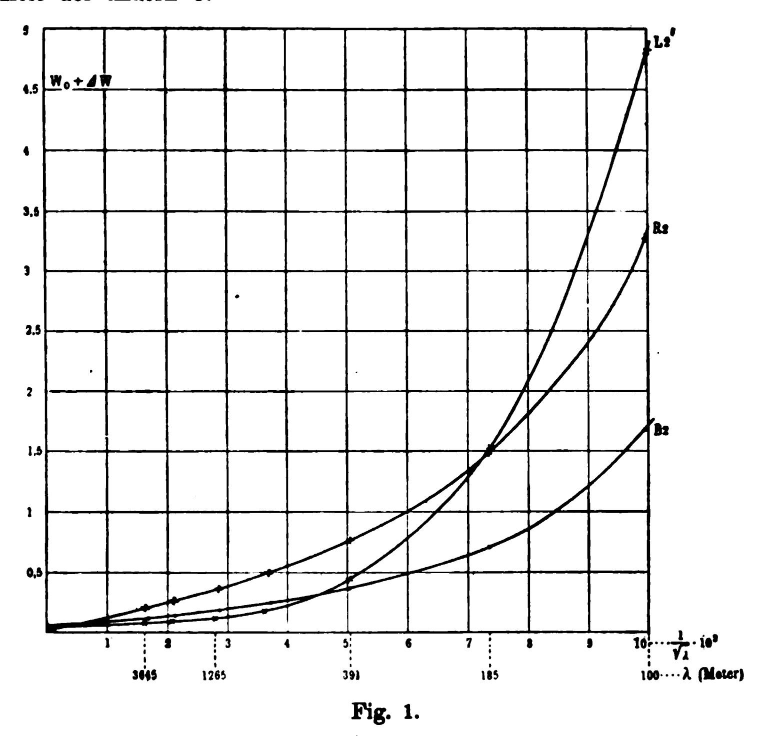


Fig. 1.

Die Abhängigkeit des Spulenwiderstandes $W = w_0 + \Delta W$ von der mit der Quadratwurzel aus der Frequenz proportionalen Größe $\frac{1}{\sqrt{\lambda}}$ wird durch Fig. 1 graphisch dargestellt.

Die Figg. 2 und 3 zeigen die Widerstandszunahme ΔW mit $\frac{1}{\lambda^2}$, also mit dem Quadrat der Frequenz, und zwar Fig. 2 im Gebiet längerer Wellen ($\lambda > 390$ m) und Fig. 3 in kleinerem Maßstabe bis zu 100 m Wellenlänge. $L2$ ist in Fig. 1 und 3 nicht eingetragen.

Schon bei $\lambda = 455$ m ist der Widerstand der Bandspule kleiner als derjenige der Litzenspule $L2'$, während die Runddrahtspule erst

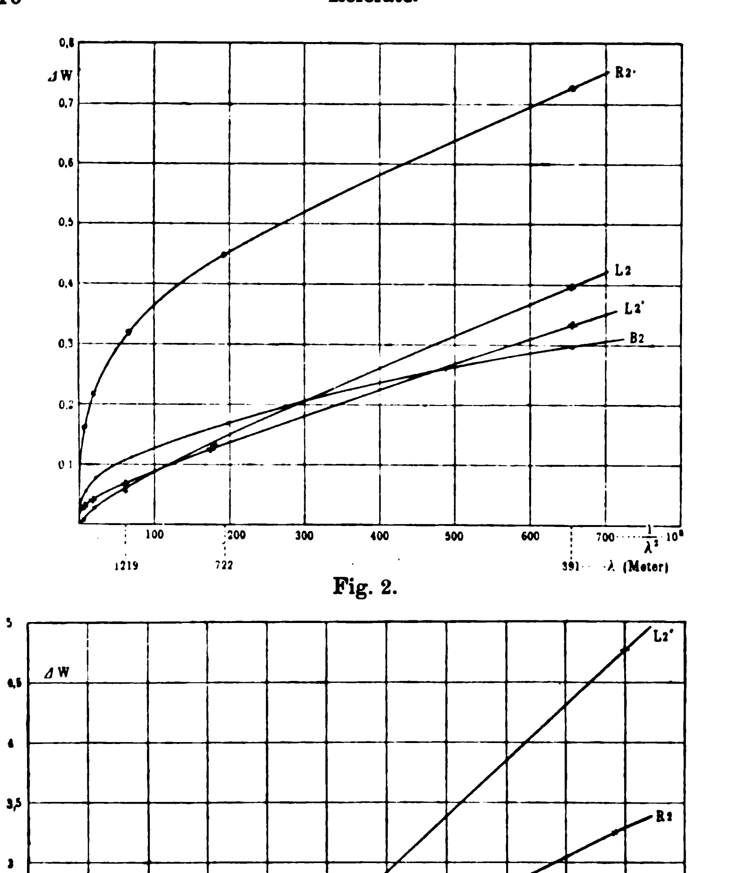

ΔW
0,8
0,7
0,6
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
R2
L2
L2'
B2
100
200
300
400
500
600
700
$\frac{1}{\lambda^2} \cdot 10^8$
1219
722
391
λ (Meter)

Fig. 2.

Fig. 3.

bei $\lambda = 192$ m besser als $L2'$ wird. Der direkte Vergleich von $B2$ und $R2$ läßt die großen Vorzüge des Bandes im ganzen untersuchten Wellenlängenbereich erkennen. Allen Spulen gemeinsam ist der nahezu der Quadratwurzel aus der Frequenz $\left(\frac{1}{\sqrt{\lambda}}\right)$ proportionale Anstieg der Kurven bei langen Wellen in Fig. 1 und der dem Quadrat der Frequenz proportionale Anstieg bei kurzen Wellen in Fig. 3. Nur bei $R2$ zielt der erste lineare Teil der Kurve in Fig. 1 auf den Koordinatenanfang.

Die für die Litzen geltenden Kurven zeigen, daß die Proportionalität der Widerstandszunahme mit dem Quadrat der Frequenz, die früher für ideale Verdrillung gefunden war, bei den hier untersuchten Litzen im Bereich langer Wellen nicht mehr gilt. Der Grund dürfte in der unvollkommenen Verdrillung zu suchen sein. Beachtenswert ist der erheblich steilere Anstieg von $L2'$ mit Mittelader gegenüber $L2$ bei kleinsten Frequenzen, d. h. bei $L2'$ werden zunächst mehr Einzeldrähte stromlos. Bei kürzeren Wellen ist das Verhalten von $L2$ und $L2'$ wesentlich das gleiche.

Bei dem obigen Vergleich ist offenbar das Kupferband wegen der viermal größeren Ganghöhe gegenüber der Litze und dem Runddraht bevorzugt. Die Verhältnisse ändern sich zugunsten des Runddrahtes und der Litze bei Spulen gleicher Ganghöhe und Windungszahl. $L2$ und $R2$ wurden auf die Ganghöhe von $B2$ umgewickelt und von dieser 6 Windungen abgenommen. Bei $\lambda = 390$ m hatte die Bandspule einen um etwa 14 % größeren Widerstand als die Litzenspule, doch war der Widerstand des Bandes noch um etwa 33 % kleiner als der des runden Drahtes.

2. Flachspulen.

Die untersuchten Flachspulen waren ebenfalls einlagig und bestanden aus einer in einer Ebene liegenden Spirale. Die Bänder wurden durch Kreuze aus Hartgummileisten in Nuten mit ihrer Breitseite parallel zur Spulenachse festgehalten. Die Runddraht- und Litzenspulen lagen in dicht nebeneinander befindlichen Windungen zwischen 2 Hartgummiplatten, deren gegenseitigen Abstand eine mittlere Platte fixierte. Die Ergebnisse der Messungen an 3 Spulen, die bei annähernd gleicher Selbstinduktion und Ganghöhe aus demselben Band und runden Draht und derselben Litze $L2'$ wie die oben betrachteten Zylinderspulen gewickelt waren, sind nebst weiteren Angaben über die Spulen in Tabelle 2 zusammengestellt.

Tabelle 2. Flachspulen.

Litze ($L\,S2'$)		Band ($B\,S2$)		Runder Draht ($R\,S2$)	
$2r_i = 15{,}0$ cm $2r_a = 22{,}5$ cm $m = 12$ $z = 19 \cdot 5 \cdot 7 = 665$ $w_0 = 0{,}0462$ Ohm $L = 4{,}36 \cdot 10^{-5}\,H$		$2r_i = 15{,}5$ cm $2r_a = 19{,}9$ cm $m = 12$ $a = 10$ mm, $b = 0{,}3$ mm $w_0 = 0{,}0412$ Ohm $L_0 = 4{,}13 \cdot 10^{-5}\,H$		$2r_i = 15{,}0$ cm $2r_a = 21{,}2$ cm $m = 12$ $2\varrho = 2$ mm $w_0 = 0{,}0387$ Ohm $L_0 = 4{,}43 \cdot 10^{-5}\,H$	
λ m	W Ohm	λ m	W Ohm	λ m	W Ohm
2207	0,0954	—	—	2224	0,319
1232	0,121	1196	0,406	1240	0,434
391	0,440	391	0,803	391	0,922
185	2,03	185	1,38	185	1,85
101	5,60	101	2,99	101	4,60

Fig. 4.

Die Kurven in Fig. 4 zeigen die Abhängigkeit des Widerstandes von $\frac{1}{\sqrt{\lambda}}$. Sie ist ebenso wie die hier nicht gezeichnete Abhängigkeit des $\varDelta W$ von $\frac{1}{\sqrt{\lambda^2}}$ im wesentlichen die gleiche wie bei den kurzen Zylinderspulen. Doch sind auch deutliche Unterschiede festzustellen. Erst bei $\lambda = 260$ wird der Widerstand von $B\,S2$ kleiner als der von $L\,S2'$.

Die Überlegenheit des Bandes bleibt zwar erhalten, nicht aber in dem Maße wie bei den Zylinderspulen. Der Vergleich der Ta-

bellen 1 und 2 zeigt insbesondere, daß die Flachspulen einen größeren Widerstand besitzen als kurze einlagige Zylinderspulen gleicher Selbstinduktion. Der Grund hierfür ist offenbar darin zu suchen, daß bei den Flachspulen der Leiter in einem konzentrierteren Magnetfeld liegt als bei Zylinderspulen, wie man auch aus dem Vergleich der Kraftlinienbilder beider ersehen kann. Wegen der hier festgestellten Tatsache wird es daher vielfach besser sein mit den weniger dämpfenden Zylinderspulen als mit Flachspulen zu arbeiten.

3. Gesetz für die Widerstandszunahme kurzer Zylinderspulen.

Nach der Sommerfeldschen Theorie[1]), die durch Messungen von Black[2]) bestätigt wurde, ist die Widerstandszunahme langer Spulen (Solenoide) aus Massivdraht bei sehr hohen Wechselzahlen proportional der Quadratwurzel aus der Frequenz. Nach den unter 1. mitgeteilten Ergebnissen gilt dies für kurze Spulen nur in einem kleinen Gebiet längerer Wellen; bei kürzeren Wellen wächst dagegen die Widerstandszunahme schneller an, nahezu mit dem Quadrat der Frequenz. In dem Wellenlängenbereich bis zu etwa 200 m läßt sich, vor allem bei Runddrahtspulen, eine einfache Gesetzmäßigkeit erkennen. Der Widerstand W einer solchen Spule bei der Wellenlänge λ oder der Frequenz n kann durch die Formel dargestellt werden:

$$W = \frac{A}{\sqrt{\lambda}} + \frac{B}{\lambda^2} = A_1\sqrt{n} + B_1\, n^2$$

Die hier auftretenden Konstanten A und B sind aus den Versuchsergebnissen bei vier Runddrahtspulen ermittelt und in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Spule	$2r$ cm	l cm	m	L Henry	2ϱ cm	A	B	A ber.
$R1$	19,6	2,15	15	$8{,}42 \cdot 10^{-5}$	0,11	255	$7{,}0 \cdot 10^8$	268
$R2$	19,5	2,6	11	$4{,}27 \cdot 10^{-5}$	0,2	118	$2{,}15 \cdot 10^8$	125
$R3$	31	1,8	7	$3{,}62 \cdot 10^{-5}$	0,22	95,0	$2{,}14 \cdot 10^8$	115
$R4$	20	6,5	18	$8{,}02 \cdot 10^{-5}$	0,3	143	$7{,}0 \cdot 10^8$	140

Das Glied mit $\frac{1}{\lambda^2}$ bzw. n^2 ist das für die kurze Spule charakteristische, muß also seinen Grund haben in dem Unterschied kurzer

1) A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. (4) **15**, 673, 1904; **24**, 609, 1907.

2) Th. Black, Ann. d. Phys. (4) **19**, 157, 1906

und langer Spulen, der für die verschiedenartige Widerstandserhöhung verantwortlich zu machen ist, d. h. der verschiedenen Verteilung des magnetischen Feldes. Während beim langen Solenoid wesentlich nur im Innern ein magnetisches Feld sich befindet, ist bei der kurzen Spule auch im Außenraum ein solches erheblicher Stärke vorhanden. Durch das scharfe Umbiegen seiner Kraftlinien an den Enden und durch das infolge der Stromverdrängung nachrückende Außenfeld werden die Leiterteile von Kraftlinien dieses Feldes geschnitten. Dies gibt Ver-

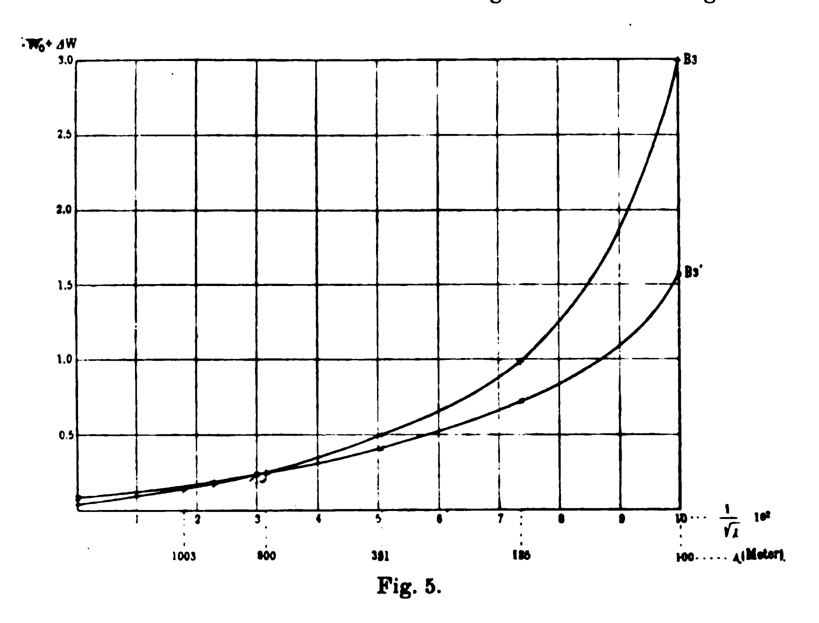


Fig. 5.

anlassung zu weiteren Wirbelströmen, deren Einfluß auf den Spulenwiderstand in unserer Formel das Glied mit n^2 angibt. Nimmt man an, was in erster Näherung zutrifft, daß bei niederen Frequenzen das mittlere Feld einer kurzen Spule mit dem einer langen Spule gleichen Spulen- und Drahtdurchmessers und gleicher Windungszahl pro Längeneinheit identisch ist, so wird sich das erste Glied unserer Formel nach der Sommerfeldschen Theorie berechnen lassen. In der letzten Spalte der Tabelle sind diese Werte für A angegeben. Mit einer Ausnahme liegen diese Werte, wie zu erwarten, etwas höher als die aus den Beobachtungen folgenden. Die geringen Abweichungen sprechen jedoch für die gemachte Annahme. Die bisherigen Messungen genügen nicht, um über die Größe B Gesetzmäßiges aussagen zu können.

Einen auffälligen Unterschied ergab noch der Vergleich von kurzen Spulen aus verschieden dicken Bändern. Zwei sonst gleiche Spulen aus Kupferband unterschieden sich nur durch die radiale Dicke des Leiters; ihr Durchmesser betrug 31,3 cm die Breite der Bänder 6 mm, die Zahl der dicht nebeneinander liegenden Windungen war 8. Jedoch hatte das Band der Spule $B3$ eine Dicke von 0,6 mm, während dasjenige von $B3'$ eine solche von 0,3 mm hatte. In der folgenden Figur 5 ist der Widerstand als Funktion von $\frac{1}{\sqrt{\lambda}}$ aufgetragen. Es ergibt sich das zunächst paradox erscheinende Resultat, daß von 900 m ab das dickere Band einen größeren Widerstand hat als das dünnere.

Dagegen ergibt die Sommerfeldsche Theorie, daß für lange Solenoide der Widerstand des dickeren Bandes dem des dünneren mit wachsender Frequenz immer näher rückt. In der Tat hatte bei 2 Solenoiden von 44 cm Länge und 3 cm Durchmesser dasjenige aus Kupferband vom Querschnitt $5 \times 0,5$ mm² bei 130 m Wellenlänge einen um 2 % kleineren Widerstand als das andere mit dem Kupferquerschnitt $5 \times 0,2$ mm². Aber schon bei 2 halblangen Solenoiden von 20,2 cm Länge und 9 cm Durchmesser aus 6 mm breitem Kupferband hatte bei 100 m Wellenlänge das Band von 0,6 mm Dicke einen um 10 % größeren Widerstand als das 0,3 mm dicke.

Dies Verhalten der kurzen und langen Bandspulen findet wieder in der verschiedenen Feldverteilung seine Erklärung; bei den kurzen Spulen verursacht das Streufeld in dem dickeren Leiter stärkere Wirbelströme und damit einen größeren Widerstand[1]). Seine mathematische Berechnung, die auch über die Größe B unserer Formel Rechenschaft geben würde, ist sehr schwierig.

Diese Auffassung findet in folgendem interessanten Versuch eine Stütze. Eine kurze weite Spule und ein langes Solenoid bestanden aus 4 voneinander isolierten, parallel geschalteten Lagen aus demselben Kupferband. An beiden Spulen war an einem Ende in jeder der 4 Lagen ein Pt-Drähtchen von 0,1 mm Dicke eingeschaltet. Wurden diese beiden Spulen in Serie in einen Schwingungskreis geschaltet, so glühten bei längeren Wellen bei beiden Spulen nur die Drähtchen der innersten Schicht (einseitiger Skineffekt). Dagegen glühte im Falle kurzer Wellen bei der kurzen Spule auch noch das Drähtchen der äußersten Schicht, da auf sie das nachrückende äußere Feld induzierend

1) l. c. S. 231—234.

wirkte. Dementsprechend treten auch bei einem dicken Einzeldraht Wirbelströme auf und geben zu der beschriebenen merkwürdigen Erscheinung Veranlassung. Hüter.

(Eingesandt 21. Januar 1915.)

Adresse der Autoren: Berlin-Charlottenburg, Werner Siemensstr. 13.

K. W. Wagner, Die Theorie des Kettenleiters nebst Anwendungen. (Wirkung der verteilten Kapazität in Widerstandskästen.) (Archiv f. Elektrotechnik 1915, Bd. 3, S. 315—332.)

Man denke sich *n* beliebige, untereinander gleichartige Stromkreise. Von diesen sei der erste Kreis mit dem zweiten in irgendeiner Weise verkoppelt; dieselbe Art der Koppelung möge zwischen dem zweiten

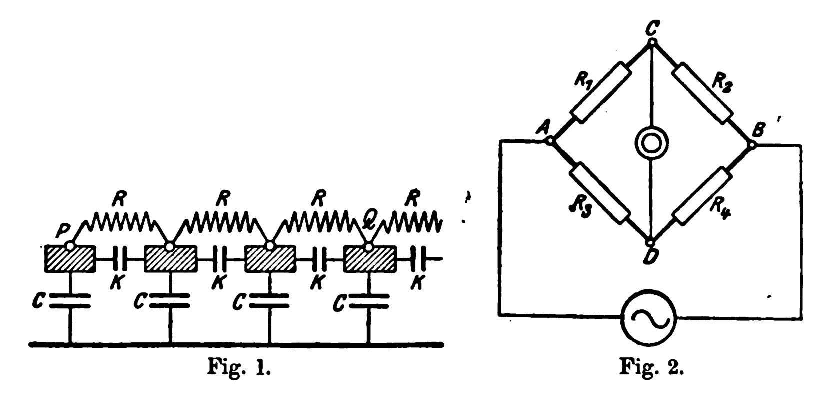


Fig. 1. Fig. 2.

und dem dritten Stromkreis bestehen, ferner zwischen dem dritten und vierten, dem vierten und fünften, und so weiter bis zum *n*-ten Stromkreis. Die elektrischen Eigenschaften einer solchen Anordnung, die als „Kettenleiter" bezeichnet wird, sind untersucht worden. Die Theorie ließ sich ganz allgemein, d. h. ohne Beschränkung auf bestimmte Arten von Stromkreisen durchführen. Sie umfaßt als spezielle Fälle wirkliche und künstliche Kabel und Leitungen aller Art; Leitungen, die nach dem Vorschlag von Heaviside (Pupin) oder Thompson mit Induktionsspulen ausgerüstet sind; Hängeisolatoren, Rollenblitzableiter, Spulenwickelungen mit Eigenkapazität und Erdkapazität, Ketten von gekoppelten Schwingungskreisen und noch eine Menge anderer Anordnungen, die für die Praxis wichtig sind.

Die Gleichungen des Kettenleiters, die auf dem Wege über die Theorie der linearen Differenzengleichungen abgeleitet worden sind, haben die Form der bekannten Kabelgleichungen. Statt der Konstanten enthalten sie jedoch allgemeine Widerstandsoperatoren; hierin liegt ihr außerordentlich weiter Geltungsbereich begründet.

Die Theorie des Kettenleiters wurde u. a. dazu benutzt, die Wirkung der Erdkapazitäten in Widerstandssätzen aufzuklären. Ein Satz aus gleichen Widerstandsspulen (z. B. ein Dekadensatz) entspricht dem in der Fig. 1 dargestellten Schaltungsbild. Die Kondensatoren K bedeuten die Eigenkapazitäten der Einzelwiderstände, die Kondensatoren C ihre Erdkapazitäten. Von großem praktischen Interesse ist das Verhalten des Widerstandssatzes in einer Wheatstoneschen Brückenschaltung (Fig. 2). Die Zweige dieser Schaltung können beliebige Apparate (Widerstände. Induktivitäten und Kapazitäten) enthalten; die Größen R_1, R_2, R_3 und R_4 sollen die Scheinwiderstände der Zweige bedeuten. Zwischen ihnen besteht im Falle des Gleichgewichtes der Brücke die Beziehung:

$$\frac{\mathsf{R}_1}{\mathsf{R}_2} = \frac{\mathsf{R}_3}{\mathsf{R}_4}$$

Es sei z. B. der Apparat mit dem Scheinwiderstande R_1 ein Widerstandssatz. Es fragt sich dann, wie groß der Winkelfehler des Widerstandes infolge der Erdkapazitäten ist. Er hängt offenbar davon ab, welche Spannungsverteilung gegen Erde in der Schaltung nach Fig. 2 vorliegt. Die Theorie hat für die beiden hauptsächlich in Frage kommenden Meßschaltungen folgendes ergeben.

1. Der Brückenpunkt A sei geerdet. Dann ist der Winkelfehler (im Bogenmaße ausgedrückt)

$$\varphi = -\frac{\omega n^2 R C}{3} \tag{1}$$

Darin ist ω die Kreisfrequenz; R und C bedeuten den Widerstand und die Erdkapazität einer Widerstandsspule, n die Zahl der Spulen des Satzes. Das negative Vorzeichen bedeutet, daß der Spannungsabfall in R_1 hinter dem Strome in der Phase zurückbleibt

2. Der das Nullinstrument tragende Querzweig CD sei spannungslos gegen Erde gemacht. Man erreicht das nach einem Vorschlage des Verfassers[1]) dadurch, daß man der Brücke einen Zweig parallel schaltet, der die gleiche Zeitkonstante hat, wie die

1) Elektrot. Ztschr. 1911, S. 1001.

Zweige ACB und ADB, und an der Stelle geerdet ist, die mit C und D gleiches Potential hat.[1]) Der Winkelfehler des Widerstandssatzes ist dann

$$\varphi_2 = + \frac{\omega n^2 RC}{6} = - \frac{\varphi_1}{2} \tag{2}$$

Die in Rede stehende Schaltung besitzt also neben ihren sonstigen Vorzügen noch den weiteren, daß die Winkelfehler der Widerstandssätze infolge von Erdkapazitäten kleiner werden als im Fall 1. Dieser Vorteil tritt noch schärfer hervor bei Widerstandssätzen, die aus mehreren hintereinander geschalteten Dekadenreihen bestehen. Dies wurde durch die Berechnung von Zahlenbeispielen nachgewiesen.

K. W. Wagner.

(Eingesandt 18. Januar 1916.)

Adresse des Autors: Berlin-Lankwitz, Luisenstr. 1.

K. W. Wagner, Über Präzisionswiderstände für hochfrequenten Wechselstrom. (2. Mitteilung.) (Elektrot. Ztschr. **36**, 1915, S. 606 und 621.)

Die erste Mitteilung über diesen Gegenstand[2]) betraf die Ausbildung von Methoden zur Messung der Winkelfehler von Präzisionswiderständen und die Herstellung solcher Widerstände zu 0,01, 0,1, 1, 10, 20, 70, 100, 200, 700 und 1000 Ohm mit sehr kleinem Winkelfehler. Der Bau mehrerer Widerstandskästen, deren Spulen mit den damals erprobten Wickelungsarten auszurüsten waren, gab den Anlaß, eine Anzahl weiterer Spulenformen zu 30, 50, 300, 500, 1000 und 3000 Ohm zu entwerfen und durchzumessen. Bei dieser Gelegenheit ist der Aufbau der Meßanordnung, sowie das Messungsverfahren erheblich vereinfacht worden.

Die Schaltung beruht, ebenso wie bei den in der ersten Mitteilung beschriebenen Messungen, auf der Wheatstoneschen Brücke. Für die Messung der Winkelfehler von Widerständen bis zu 100 Ohm wurde die Schaltung nach Fig. 1, bei Widerständen über 100 Ohm die Schaltung nach Fig. 2 angewendet. In beiden Schaltungen bedeutet $ABCD$ die eigentliche Meßbrücke, $A_1 E B_1$ den im vor-

---

[1]) Siehe beispielsweise die Fig. 1 und 2 des folgenden Referates.

[2]) K. W. Wagner und A. Wertheimer, Elektrot. Ztschr. 1913. S. 613 u. 649. Besprechung im Jahrbuch Bd. 8, 1914, S. 150.



stehenden Bericht genannten Hilfszweig zur Einstellung der Spannungsverteilung gegen Erde. w_1 ist der zu messende Widerstand. Das Messungsverfahren besteht darin, daß man zwei Einstellungen der Brücke macht; die erste mit dem zu messenden Widerstande, die zweite mit einem Normalwiderstand von gleichem Widerstandswert und bekannter Zeitkonstante. Solche Normalwiderstände wurden durch bifilar ausgespannte Manganindrähte hergestellt. Ihr Winkelfehler ist aus den Abmessungen zu berechnen; außerdem ist der Einfluß ihrer verteilten Erdkapazität zu berücksichtigen.

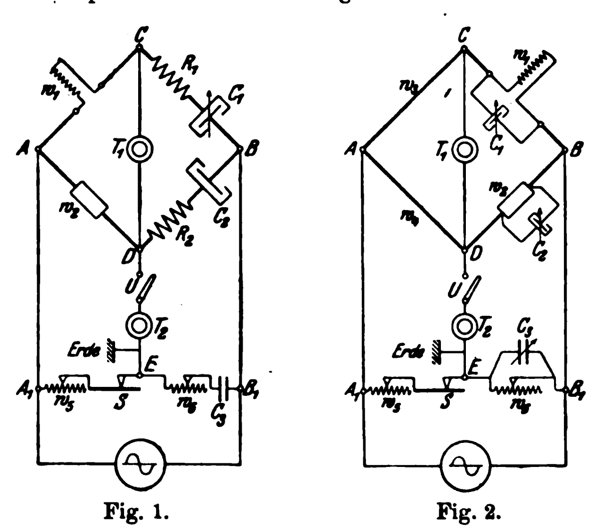


Fig. 1. Fig. 2.

Die folgende Tabelle 1 enthält die Ausführungsformen von Widerstandsspulen, welche die kleinsten Winkelfehler ergeben haben. Die dritte Spalte enthält die Zeitkonstante T der Spule; aus ihr berechnet sich der Winkelfehler φ bei der Kreisfrequenz ω zu:

$$\varphi = \omega T.$$

Für manche Betrachtungen ist es bequemer, anstatt der Zeitkonstante T die „wirksame Induktivität“

$$L_0 = R T$$

oder die „wirksame Kapazität“

$$C_0 = \frac{T}{R}$$

einzuführen. Im ersten Falle denkt man sich den Winkelfehler durch

Tabelle 1. Beste Ausführungsformen von Widerstandsspulen.

Nr.	R Widerstandswert Ω	T Zeitkonstante $10^{-8}s$	L_0 wirksame Induktivität μH	C_0 wirksame Kapazität $\mu\mu F$	Bauart: Wickelung	Wickelungsträger[1])
1	0,1	+ 9,0	+ 0,009	− 900000	Manganinband unter Zwischenlage einer dünnen Glimmerschicht bifilar zusammengefaltet und dann auf den Spulenkern gewickelt (Mitt. I)	M
2	1	+ 4,5	+ 0,045	− 45000	(wie 1)	M
3	10	+ 1,25	+ 0,125	− 1250	4 bifilar gewickelte Abteilungen zu 40 Ω parallel geschaltet (Mitt. I)	M
4	20	+ 0,5	+ 0,10	− 250	4 " " " " 80 " " " "	M
5	30	+ 0,7	+ 0,21	− 230	2 " " " " 60 " " " (Mitt. II)	M
6	50	+ 0,63	+ 0,32	− 130	Einfache Bifilarspule (Mitt. II)	M
7	70	− 0,55	− 0,39	+ 80	Bifilarspule auf zwei voneinander isolierten Metallrohren (Abb. 11 der Mitt. I)	F
8	100	sehr klein	sehr klein	sehr klein	2 bifilar gewickelte Abteilungen zu 50 Ω in Reihe geschaltet (Mitt. I)	M
9	200	+ 0,33	+ 0,66	− 17	2 nach Chaperon gewickelte Abteilungen zu 100 Ω in Reihe geschaltet (Mitt. I)	M
10	300	sehr klein	sehr klein	sehr klein	3 nach Chaperon gewickelte Abteilungen zu 100 Ω in Reihe geschaltet (Mitt. II)	M
11	500	+ 0,50	+ 2,5	− 10	3 nach Chaperon gewickelte Abteilungen zu $166^2/_3$ Ω in Reihe geschaltet (Mitt. II)	F
12	700	− 0,29	− 2,0	+ 4,1	5 nach Chaperon gewickelte Abteilungen zu 140 Ω in Reihe geschaltet (Mitt. I)	F
13	1000_1	− 0,50	− 5	+ 5	6 nach Chaperon gewickelte Abteilungen zu $166^2/_3$ Ω in Reihe geschaltet (Mitt. I)	F
14	1000_2	+ 0,23	+ 2,8	− 2,3	6 nach Chaperon gewickelte Abteilungen zu $166^2/_3$ Ω in Reihe geschaltet (Mitt. II)	P
15	1000_3	− 0,21	− 2,1	+ 2,1	5 nach Chaperon gewickelte Abteilungen zu 200 Ω in Reihe geschaltet (Mitt. II)	P
16	3000	− 1,20	− 3,6	+ 4	6 nach Chaperon gewickelte Abteilungen zu 500 Ω in Reihe geschaltet (Mitt. II)	P

1) M = Metallrohr. F = Kern aus Hartfiber mit übergeschobenen Metallrohren für die einzelnen Wickelungsabteilungen (Abb. 6 der Mitt. I). P = Porzellanrohr.

Tabelle 2.
Bisher übliche Ausführungsformen von Widerstandsspulen.

Nr.	R Ω	T $10^{-8}s$	L_0 μH	C_0 $\mu\mu F$	Bauart
1	0,1	+ 188	+ 0,14	$-1{,}4 \cdot 10^7$	Bifilarspule
2	1	+ 41	+ 0,41	− 410 000	„
3	10	+ 8,24	+ 0,82	− 8200	„
4	100	− 3,0	− 3	+ 300	„
5	1000_1	− 40	− 400	+ 400	„
6	1000_2	− 18	− 180	+ 180	dreiteilige Chaperonspule

eine in Reihe mit R geschaltete Induktivität L_0 hervorgebracht; im zweiten durch eine parallel zu R geschaltete Kapazität C_0. Da der Winkelfehler in Wirklichkeit durch vereinte Wirkung von Induktivität und Kapazität entsteht, sind die vorstehend definierten „wirksamen“ Werte nur Rechengrößen. Wie die Tabelle 1 zeigt, können sie — im Gegensatz zu den wahren Induktivitäten und Kapazitäten — auch negativ werden.

Aus der Tabelle 2 sind die Zeitkonstanten der bisher üblichen Ausführungsformen von Widerstandsspulen ersichtlich. Der Vergleich mit den entsprechenden Werten in der Tabelle 1 zeigt den erzielten Fortschritt.

Diese Untersuchung wurde ebenso wie die früheren mit der Unterstützung des Mechanikers Herrn Otto Wolff[1]) durchgeführt, der auf Wunsch die von ihm hergestellten Widerstandskästen mit den in der Tabelle 1 aufgeführten Spulenformen ausrüstet.

Im Anschluß an diese Arbeiten sind noch verschiedene Messungen ausgeführt worden, die das Verhalten der Widerstände nach dem Zusammenbau zu Sätzen zum Gegenstand hatten. Es hat sich ergeben, daß zusätzliche Winkelfehler auftreten, deren Größe überwiegend von den gegenseitigen Kapazitäten der Anschlußstücke und der Spulen abhängt. Bezüglich der Einzelheiten wird auf die Originalarbeit verwiesen. Endlich wurden noch einige Messungen über den Einfluß der verteilten Erdkapazitäten gemacht. Sie bestätigen die vom Verfasser theoretisch gefundenen und an anderer Stelle veröffentlichten Ergebnisse (vgl. das vorstehende Referat, Gl. (1) und (2)).

K. W. Wagner.

1) Berlin W 35, Am Karlsbad 15.

(Eingesandt 18. Januar 1916.)

Adresse des Autors: Berlin-Lankwitz, Luisenstr. 1.

Bairsto, G. E. On the relation between the alternating-current conductivity of a dielectric and its change of capacity with frequency. (Electrician **76**, 53. 1915.)

Der Verfasser gibt folgende Zusammenfassung seiner Versuchsresultate:

„Die prozentuale Änderung der Kapazität $\frac{\Delta C}{C} 100$ eines Dielektrikums für einen gegebenen Frequenzbereich ist eine bestimmte Funktion der Wechselstrom-Leitfähigkeit, und in fast allen Fällen ist $\Delta C/C$ proportional mit b, wo b multipliziert mit der Frequenz den Hauptteil der Wechselstrom-Leitfähigkeit darstellt. $\frac{\Delta C}{C}/b$ ist eine Konstante, welche unabhängig ist von der Temperatur des Dielektrikums und seinem Feuchtigkeitsgehalt". Die Arbeit knüpft an bekannte Untersuchungen von Prof J. A. Fleming und G. B. Dyke an. E.

(Eingesandt 25. Oktober 1915.)

F. Tank, Über den Zusammenhang der dielektrischen Effektverluste von Kondensatoren mit den Anomalien der Ladung und der Leitung. (Ann. Phys. **48**, 307. 1915.)

Verfasser gibt folgende Zusammenfassung seiner Untersuchungen:

Es wurde an festen und flüssigen Dielektriken der Zusammenhang zwischen den Effektverlusten im elektrischen Wechselfeld und den anomalen Erscheinungen der Ladung (Nachladung, Rückstandsbildung) und der Leitung (Abweichungen vom Ohmschen Gesetz) untersucht.

1. Es wurden Methoden ausgearbeitet:

a) Mit dem Helmholtzschen Pendel zur Bestimmung des Stromverlaufes in Kondensatoren unter Einfluß einer konstanten Spannung zu Zeiten, die der Periodendauer technischer Wechselströme vergleichbar sind.

b) Mit dem Elektrodynamometer von Sumpner in Resonanzschaltung zur Bestimmung der Effektverluste von Kondensatoren bei nicht zu hohen Spannungen und Frequenzen.

2. Es ergab sich:

a) Die Wechselstromverluste fester Dielektriken rühren überwiegend von dielektrischer Nachwirkung her und können aus zwei, durch statische Messungen gewonnene Materialkonstanten berechnet werden.



Die Verluste durch Joulesche Wärme betragen geringe Bruchteile ($< 1\,^0/_0$) der Gesamtverluste. Zusätzliche Verluste anderer Art im Wechselfeld sind nicht nachzuweisen.

b) Die Wechselstromverluste flüssiger Dielektriken sind auf Leitung durch Ionen zurückzuführen und verschwinden mit zunehmender Reinheit der Substanzen.

Die Resultate enthalten eine Bestätigung der v. Schweidler-Wagnerschen Theorie der unvollkommenen Dielektriken. E.

(Eingesandt 10. November 1915.)

Eine Abänderung der Braunschen Röhre zur direkten Darstellung von Wechselstromkurven von F. C. Kock. (Phys. Ztschr. **15**, 840—843, 1914.)

Die Braunsche Röhre, zur Darstellung von Kurven irgendwelcher Art benutzt, gibt diese nur als Linie wieder, die dann durch den rotierenden Spiegel, oder die bewegte photographische Platte aufgelöst werden muß.

Durch Kunstgriffe unter Zuhilfenahme von Hilfsfeldern, welche durch Gleichstrom oder Wechselstrom erzeugt werden können, läßt sich auch auf dem Leuchtschirm ein Auseinanderziehen der leuchtenden Linie direkt erreichen, so daß eine Darstellung der aufgenommenen Kurve entweder in naturgetreuer oder in deformierter, aber der Analyse zugänglicher Form, erreicht wird. Solche Verfahren sind von verschiedener Seite vorgeschlagen und benutzt worden[1—5].

Bei der vorliegenden Neukonstruktion ist dasselbe Resultat auf mechanischem Wege erreicht worden. Es zeigt das Rohr die Kurven direkt und eignet sich für die gleichen Frequenzen wie der technische Oszillograph (bis $n =$ ca. 1000 Sek).

Die Röhre eignet sich sowohl zur Demonstrierung der Kurven als auch zur Aufnahme derselben bei ruhender photographischer Platte. Fig. 1 zeigt die Anordnung des Rohres. Der untere zylindrische Teil des Rohre (1) hat auf der einen Seite den Ansatz (2) und ist auf der andern Seite auf eine Messingplatte (3) mit Dichtungsring aufgekittet. Auf

1) Zenneck, Wied. Ann. **69**, 838, 1899.
2) Ryan, The Electrician **41**, 791, 1903.
3) Simon, Phys. Ztschr. **2**, 289, 1901.
4) Mandelstam, Jahrb. **1**, 124, 1908.
5) Roschansky, Ann. d. Phys. **36**, 281, 1911.

der oberen Seite ist ein Tubus mit Schliff (4) seitlich von der vertikalen Mittellinie angeblasen.

Der Teil zur Erzeugung der Kathodenstrahlen ist durch diesen Schliff mit dem unteren Teil des Rohres verbunden. Die Befestigung der Teile aus Glas auf dem Holzstativ (5) ist aus der Zeichnung zu ersehen.

Im zylindrischen Teil rotiert eine Trommel (6) in Form einer doppelten archimedischen Spirale aus dickem Zeichenpapier, mit Zinksulfid imprägniert, wie die dieselbe in den Siemens-Oszillographen zur Sichtbarmachung der Kurven vor der eigentlichen Aufnahme benutzt wird.

Der Radiusvektor dieser Spirale wächst proportional dem Drehwinkel, so daß einem auf diese Trommel fallenden Lichtfleck eine Verschiebung proportional der Zeit in der Richtung der X-Achse erteilt wird, falls die Trommel rotiert.

Die Achse der Trommel ist in zwei kleinen Kugellagern (7) gelagert und trägt einen Eisenanker (8), der von einem Elektromagneten mit entsprechend geformten Polschuhen mitgenommen wird.

Bei Drehung des auf der Achse des Elektromotors (9) sitzenden Elektromagneten (10), der durch Schleifringe (11) seinen Strom zugeführt erhält, gerät der leichte Leuchtschirm in sichere und gleichmäßige Rotation und folgt der Regulierung der Tourenzahl des Motors leicht und genau.

Beim vorliegenden Apparat ist ein Gleichstrommotor verwendet, doch ist es bei Aufnahme von Wechselstromkurven wohl zweckmäßig, außer dem Gleichstrommotor einen Synchronmotor anzubringen, so daß bei Erreichung des Synchronismus dieser an Stelle des Gleichstrommotors eingeschaltet werden kann, um völlig stillstehende Kurven zu haben, während für andere Zwecke der Gleichstrommotor oft vorteilhafter ist.

Die Achse des Motors trägt einen Kontaktapparat (12) mit verschiebbaren Bürsten zur Auslösung von Schaltvorgängen, langsamen Kondensatorschwingungen u. a. m.

Um die Einwirkung des Streufeldes des Elektromagneten auf den Kathodenstrahl aufzuheben, ist die ganze Rotationsvorrichtung in einem aus mehreren Eisenschalen mit Luftzwischenraum bestehenden Gehäuse (13) untergebracht, von welchem der obere Teil abnehmbar ist.

Auf der Achse im Glasgefäß befinden sich die Fortsetzungen der Schalen (14) und im Glasgefäße ist weiter noch eine größere Platte

aus Eisen (15) zur Überdeckung der durch die Glaswand herbeigeführten Fuge (16) festgekittet.

Motor und Kasten sind nochmals mit einem Eisenschutz (17) umgeben. Hierdurch ist es erreicht, daß der Lichtfleck, der ohne Schirmung nicht mehr auf dem Schirm bleibt, faßt völlig dem Einfluß des rotierenden Elektromagneten entzogen wird, und die Kurve so gut wie still steht. Der obere Teil des Rohres dient zur Erzeugung des Kathodenstrahles und ist in der üblichen Weise mit einem Striktionsfeld versehen, um den Lichtfleck nach Belieben zusammenziehen zu können.

Der Strahl wird in der üblichen Weise elektromagnetisch oder elektrostatisch abgelenkt, so daß er in der Richtung der Achse, und zwar in der Zeichenebene selbst, pendelt.

Durch die Bewegung des Strahles und durch die Rotation der Trommel entsteht im oberen Teil von (1) die Kurve (18), und zwar so, daß die Abszissen horizontal, die Ordinaten vertikal erscheinen.

Im vorliegenden Rohr sind die Anordnungen so getroffen, daß gleichzeitig zwei Kathodenstrahlen erzeugt werden können und sich dadurch beispielsweise die Strom- und gleichzeitig die Spannungswelle eines Wechselstromkreises in einem Bilde zeigen lassen und damit die zwischen beiden vorhandene Phasenverschiebung.

Es ist zu diesem Zwecke das Rohr (19) oben geteilt und bildet zwei Ansätze (20), welche eine geringe Neigung zur Vertikalen haben. Beide Ansätze enthalten mit Stanniol hinterlegte Kathoden (21) nach Roschansky.

Beide Entladungsstrecken werden parallel an eine Influenzmaschine geschaltet und dient ein Jodkadmiumwiderstand in der besser leitenden Gasstrecke dazu, die Kathodenstrahlen auf gleiche Intensität und damit die Leuchtflecke auf gleiche Helligkeit einzuregulieren.

Beide Kathodenstrahlen sind von Striktionsspulen (22) umgeben. Das Feld der Spulen ist durch Anbringen eines schmalen Eisenstreifens (*a a*) an der äußeren Seite der Spule unsymmetrisch gemacht.

Durch Drehung der Spulen und durch Verschiebung derselben in der Richtung der Achse, durch geeignete Wahl der Polarität (s. Fig. 1) und durch passende Einregulierung der Stromstärke gelingt es trotz gegenseitiger Beeinflussung der Spulen zwei scharfe Lichtflecke zu erzielen, und diese eventuell unter Benutzung eines Hilfsmagneten in einen zusammenfallen zu lassen, so daß die durch beide Strahlen erzeugten Kurven in richtiger Phase zueinander liegen.

Die Ablenkung der Strahlen erfolgt im vorliegenden Rohr elektrostatisch durch zwei Ablenkungskondensatoren (23). Jeder derselben sitzt in einem viereckigen *Al*-Gehäuse (24), welches eventuell geerdet werden kann. Beide Kondensatoren sind dadurch gegeneinander genügend elektrostatisch geschützt. In gleicher Weise, wie sich zwei Kurven erzielen lassen, lassen sich im Bedarfsfalle durch weitere Unter-

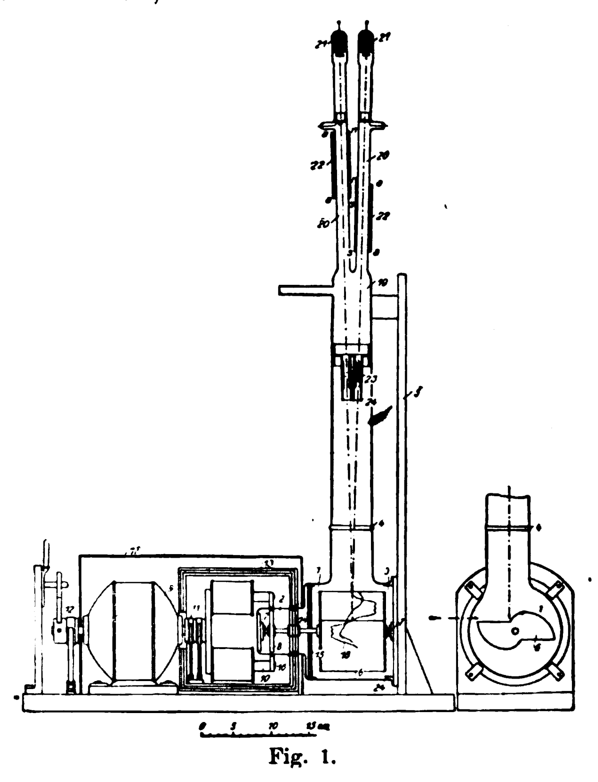


Fig. 1.

teilung des Rohres wohl auch drei Kurven erzielen dadurch, daß in einer Ebene gegeneinander geneigt zwei Röhren angebracht werden, und in einer dazu geneigten anderen Ebene ein drittes Rohr angeordnet ist.

Die elektrostatische Ablenkung der Kathodenstrahlen eignet sich gut für Aufnahme von Spannungskurven, während bei Stromaufnahmen ein größerer induktionsfreier Widerstand, der zur Ablenkung erforderlichen Spannung wegen, nötig wird, wodurch wieder die Gesamtspannung im zu untersuchenden Stromkreis zu erhöhen ist. Es ließe sich aber wohl durch entsprechenden magnetischen Schutz im Innern

des Rohres eine magnetische Abschirmung für einen Strahl erzielen, so daß nur der andere dem Strom entsprechende magnetisch abgelenkt wird. Man könnte also bei Aufnahmen von Strom und Spannungskurve eines Stromkreises die Spannungskurve durch elektrostatische,

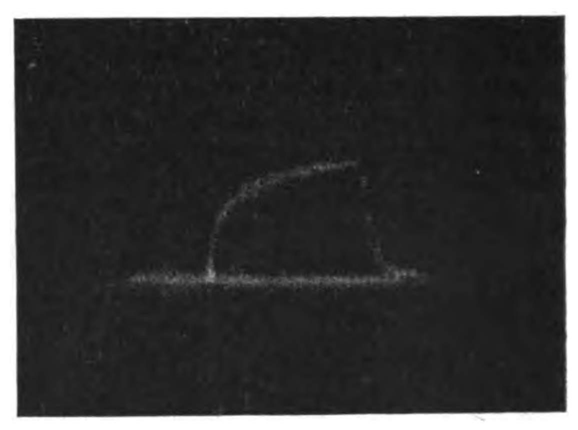


Fig. 1a.



Fig. 1b.

die Stromkurve durch elektromagnetische Ablenkung erzeugen. Im Bedarfsfalle würde auch eine zweimalige Anwendung der elektromagnetischen Ablenkung möglich sein.

Um einige Angaben über den Apparat zu geben, sei kurz erwähnt, daß zum Zusammenziehen der Flecke in den Striktionsspulen ca. 1 Amp. erforderlich ist.

Die Trommel machte bei den Aufnahmen bis $n = 1600$/min Umdrehungen.

Die maximalen Ordinaten der Kurve ergeben sich der Größe der Trommel entsprechend zu 45 mm. Es ist zur Erzielung derselben eine Spannung von ca. 200 Volt am Ablenkungskondensator erforderlich.

Die mit dem Apparat erzielten Kurven sind sehr hell und können im unverdunkelten Zimmer gut beobachtet und im verdunkelten Raume leicht einem größeren Auditorium demonstriert werden.

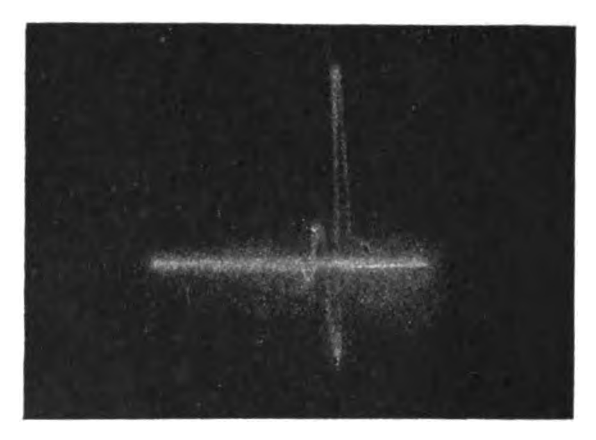


Fig. 2.

Es kam zu den Momentaufnahmen von ca. $^1/_{10}$ Sek. Expositionszeit ein Projektionsobjektiv von Busch Ser. $W \cdot f$: 2,1 zur Verwendung.

Auf beistehenden Figuren sind einige Aufnahmen, die mit dem Apparat erzielt wurden, wiedergegeben, doch konnten wegen der militärischen Dienstpflicht des Verfassers die endgültigen Aufnahmen u. a. von gleichzeitig zwei Kurven, z. B. von Strom- und Spannungskurven eines Wechselstromkreises unter verschiedenen Verhältnissen, welche erst ein Bild der Leistungsfähigkeit des Apparates ergeben würden, infolge des Kriegsausbruches leider nicht mehr ausgeführt werden.

Es sollen daher die Aufnahmen, soweit sie vorhanden sind, die aber teilweise erst Versuchsaufnahmen darstellen, und bei stillstehender Platte als Momentaufnahmen ausgeführt wurden, in unretuschiertem Zustande wiedergegeben werden.

Fig. 1 zeigt unter a, b eine Reihe von Einschalt- und Ausschaltkurven von mit Selbstinduktion verschiedener Größe behafteten Strom-

kreisen, wie sie mittels des Kontaktapparates Fig. 1 (12) bei verschiedener Einschaltdauer erzielt wurden.

Fig. 2 zeigt eine gedämpfte langsame Kondensatorschwingung in einem Schwingungskreis von 20 Mikrofarad Kapazität und Papier-

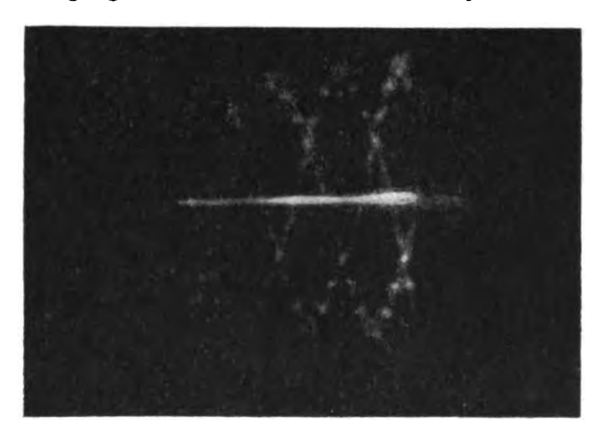


Fig. 3a.

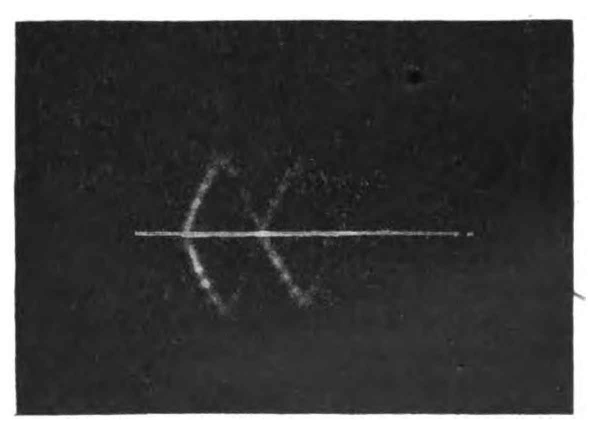


Fig. 3b.

kondensatoren. Dieselbe wurde mittels eines von Zenneck und Rukop (Phys. Ztschr. 14, 226, 1913) angegebenen Kontaktapparates und elektromagnetischer Ablenkung des Kathodenstrahls erhalten.

Fig. 3 a, b geben Aufnahmen einer technischen Wechselstromspannungskurve wieder, mit ausgeprägten Oberschwingungen.

Die Aufnahmen, als erste Versuchsaufnahmen anzusprechen, zeigen,

da der photographische Apparat noch nicht richtig gegen die Trommel orientiert war, verschiedene Helligkeit der einzelnen Kurventeile, ein Fehler, der bei richtiger Orientierung fortfällt.

Es macht sich ferner die Verzerrung der Kurven durch die zylindrische Form des Glasgefäßes, besonders bei a in den Aufnahmen bemerkbar, während sie bei der Betrachtung der Kurve bei Demonstrationen nicht als störend auffällt.

Die Aufnahmen geben als Versuchsaufnahmen die später erzielte haarscharfe Zeichnung der Kurven auf dem rotierenden Leuchtschirm nicht entsprechend wieder.

Bei der Untersuchung eines Einankerumformers mit Feuer an den Bürsten und daher ganz unregelmäßiger Spannungskurve mit scharfen Zacken großer Amplitude, welche die Form der Grundwelle völlig überdeckten, zeigte sich, soweit sich dies aus den Vorversuchen entscheiden ließ, der Apparat als masseloser Oszillograph in der Wiedergabe der Details dem technischen Oszillographen überlegen.

(Eingesandt 1. Februar 1915.)

Adresse des Autors: Charlottenburg, Suarezstr. 27 II.

Mitteilungen aus der Praxis.

Die Verbreitung der Funkentelegraphie.[1]) Die „Elektrotechn. Zeitschrift" bringt eine Zusammenstellung der funkentelegraphischen Stationen auf der ganzen Erde und zwar auf Grund eines vom Internationalen Bureau des Welttelegraphen-Vereins herausgegebenen Verzeichnisses, das den Stand vom 1. April 1915 darstellen soll. In

1) Nach der Frankfurter Zeitung Nr. 302. 1915; seither kommen hinzu auf Grund der Berner Listen:

Küstenstationen:		Schiffsstationen:	
Alaska	+10	Vereinigte Staaten	+22
Japan	+ 2	Dänemark	+ 9
Argentinien	+ 3	Schweden	+ 6
Panama	+ 1	Italien	+ 6
		Japan	+ 6
		Norwegen	+ 2

bezug auf die Anzahl der Küstenstationen stehen die Vereinigten Staaten mit 140 an erster Stelle, es folgt Großbritannien mit 61, Kanada mit 47 Stationen; dann kommen Italien mit 37, Rußland mit 32, Alaska mit 29, Brasilien mit 28, Spanien mit 21, Australien mit 20 und erst an zehnter Stelle Frankreich und Deutschland mit je 18 Küstenstationen. Japan besitzt 11, Österreich-Ungarn 4 und China nur 3 Küstenstationen. — Die Funkentelegraphie hat ihre hauptsächlichste Bedeutung aber für den Schiffsverkehr gewonnen und deshalb muß ein Bild über ihre Verbreitung vor allem die auf Schiffen befindlichen Bordstationen aufweisen. Hiernach sind die einzelnen Länder in wesentlich anderer Gruppierung an der Entwicklung der Funkentelegraphie beteiligt. An erster Stelle steht hier natürlich Großbritannien mit 1568 Stationen, dann folgen die Vereinigten Staaten mit 967, an dritter Stelle bereits Deutschland mit 537 und an vierter Stelle Frankreich mit 357 Stationen. In sehr weitem Abstande folgen dann Italien und Japan mit je 125, die Niederlande (die nur 6 Küstenstationen haben) mit 122, Rußland mit 119 und Österreich-Ungarn mit 101 Stationen. Japan, Brasilien, Spanien, Australien haben 96, 65, 79 und 64 Bordstationen. Norwegen besitzt 85, Argentinien 83 Bordstationen (Küstenstationen nur 8 und 12). Im ganzen weist die Liste 706 Küsten- und 4846 Bordstationen auf. Auf absolute Zuverlässigkeit können diese Zahlen indes keinen Anspruch machen, da Militär- und Marinestationen dem Bureau des Welttelegraphen-Vereins nicht mitgeteilt zu werden brauchen.

Interessant ist auch die Verteilung der funkentelegraphischen Systeme. An erster Stelle steht das englische Marconisystem, mit dem 225 Land- und 1894 Bordstationen ausgerüstet sind, dann folgt gleich das deutsche Telefunkensystem, mit dem 150 Land- und 807 Bordstationen arbeiten. Diese beiden Systeme beherrschen also mehr als die Hälfte aller Stationen. Bei sehr vielen, namentlich Bordstationen, ist das System nicht angegeben. Auch hier dürfte es sich meistens um Marconi oder Telefunken handeln, so daß das Übergewicht dieser beiden Systeme über alle anderen noch weit erheblicher wäre; hat doch z. B. die Telefunkengesellschaft bis zum 1. April 1915 460 Land- und 1606 Bordstationen geliefert. — Die zunehmende Ausbreitung des Telefunkenverkehrs speziell auf deutschen Handelsschiffen zeigt, daß zu Ende 1908 erst 27 deutsche Handelsschiffe Bordstationen besaßen, 1909 bereits 61, 1910 stieg ihre Zahl auf 90, 1911 auf 165, 1912 auf 212 und 1913 auf 405. Entsprechend entwickelte sich natürlich auch der Telegrammverkehr. Im Jahre

1910/11 wurden von deutschen Schiffen 63700 Funkentelegramme mit 909000 Worten aufgegeben, im Jahre 1911/12 bereits 97201 Telegramme mit 1510148 Worten, und das Jahr 1912/13 brachte bereits 126679 Telegramme mit 1997764, also etwa zwei Millionen Worten. E.

(Eingesandt 10. November 1915.)

Patentschau.

Von **H. Eales.**

H. Shoemaker in New Jersey in den Vereinigten Staaten von Amerika beschreibt in der amerikanischen Patentschrift 997516 eine Empfangsschaltung für drahtlose Telegraphie, die in Fig. 1 dargestellt

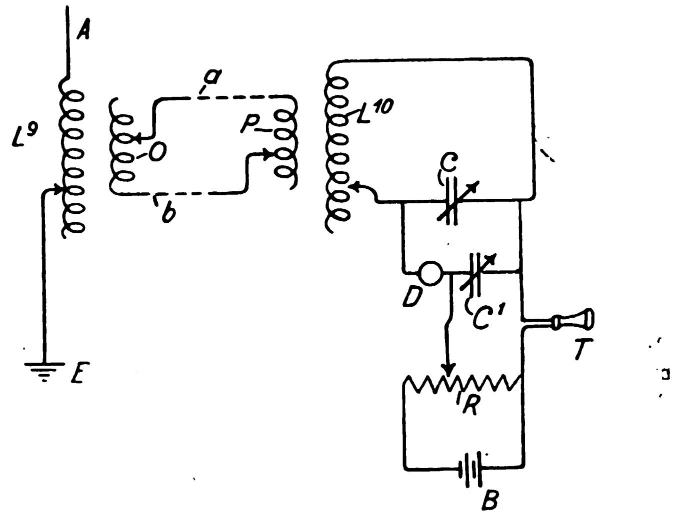


Fig. 1.

ist. Das wesentliche Merkmal dieser Anordnung besteht darin, daß die Energieübertragung zwischen dem Antennensystem $A\,L^9\,E$ und dem auf die zu empfangenden Wellen abgestimmten Schwingungskreis $L^{10}\,C$ unter Zwischenschaltung eines Koppelungssystems $O\,a\,P\,b$ erfolgt, wel-

ches nur Selbstinduktion enthält und dessen Kapazität Null ist und das außerdem einen sehr kleinen Ohmschen Widerstand hat. Wesentlich ist auch, daß die Spulen L^9 und L^{10} so weit auseinander bzw. räumlich so angeordnet sind, daß ihre gegenseitige Induktion null ist, so daß die Energieübertragung zwischen dem Antennensystem und dem abgestimmten Empfangskreis nur durch die in dem System $O\,a\,P\,b$ fließenden Ströme erfolgt, auch sollen die langen Verbindungsleitungen

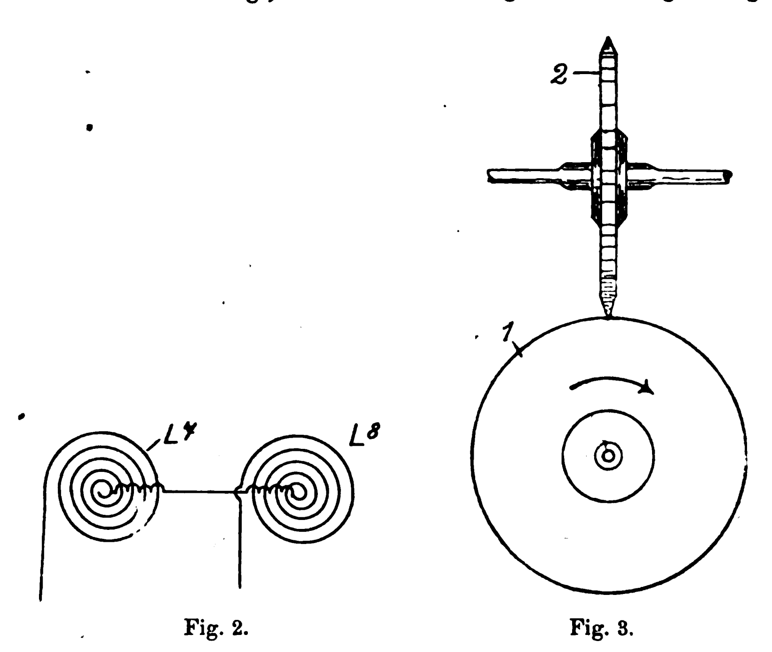


Fig. 2. Fig. 3.

a und b zwischen den Spulen O und P weit auseinander liegen. Die Spulen L^3 und L^{10} sollen vorzugsweise die in Fig. 2 dargestellte Ausführung erhalten, d. h. je aus zwei in Reihe geschalteten Spulen L^7 und L^9 bestehen, die gegeneinander bewegt werden können, um ihre gegenseitige Induktion zu verändern, wobei dann die Spulen O und P des Koppelungskreises mit der einen oder der anderen Spule L^7 und L^8 gekoppelt sein können.

Majorana beschreibt in der britischen Patentschrift 10153/13 eine Anordnung zur Erzeugung kontinuierlicher Schwingungen für die Zwecke der drahtlosen Telephonie. Diese Anordnung ist in Fig. 3 dargestellt und besteht aus zwei scharfkantigen Scheiben 1 und 2, deren Achsen windschief zueinander angeordnet sind und die sehr

schnell rotieren. Der Abstand ihrer Kanten soll nur etwa $^1/_{10}$ mm betragen und es sollen damit entweder kontinuierliche Schwingungen oder Schwingungen, deren Gruppenfrequenz an der oberen Grenze der Hörbarkeit liegt, erzeugt werden können.

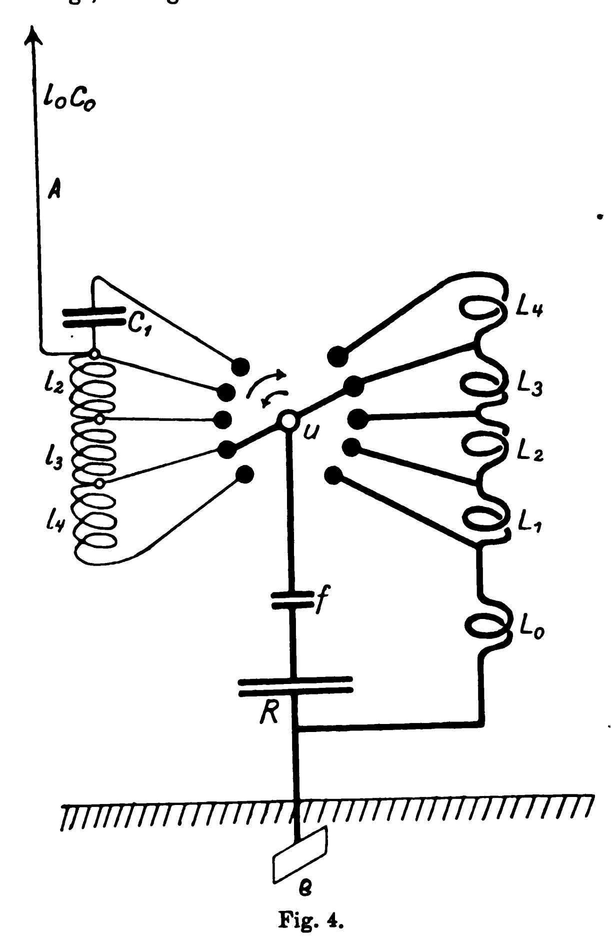


Fig. 4.

Girardeau hat sich in dem französischen Patent 448710 eine Senderschaltung schützen lassen, mit Hilfe deren ein schneller Wechsel der Wellenlänge möglich ist; diese Anordnung ist in Fig. 4 dargestellt. Die Selbstinduktion des Primärkreises ist in eine Anzahl Einzelspulen $L_0\, L_1\, L_2\, L_3\, L_4$ zerlegt und ebenso die Selbstinduktion der Antenne $l_2\, l_3\, l_4$ bzw. die Kapazität in der Antenne c_1. Diese Einzelgrößen sind

so gewählt, daß die bekannte, bei direkter Koppelung gültige Gleichung

$$\frac{l_0 + l + L}{L} = \frac{k}{\frac{c\,c_0}{c + c_0}}$$

erfüllt ist. Ein doppelpoliger Umschalter u gestattet nun, mit einem einzigen Handgriff immer die zugehörigen Selbstinduktions- bzw. Kapazitätsgrößen gleichzeitig einzuschalten und somit bei Wellenlängenwechsel die Abstimmung zwischen dem Erregerkreis und dem Antennen-

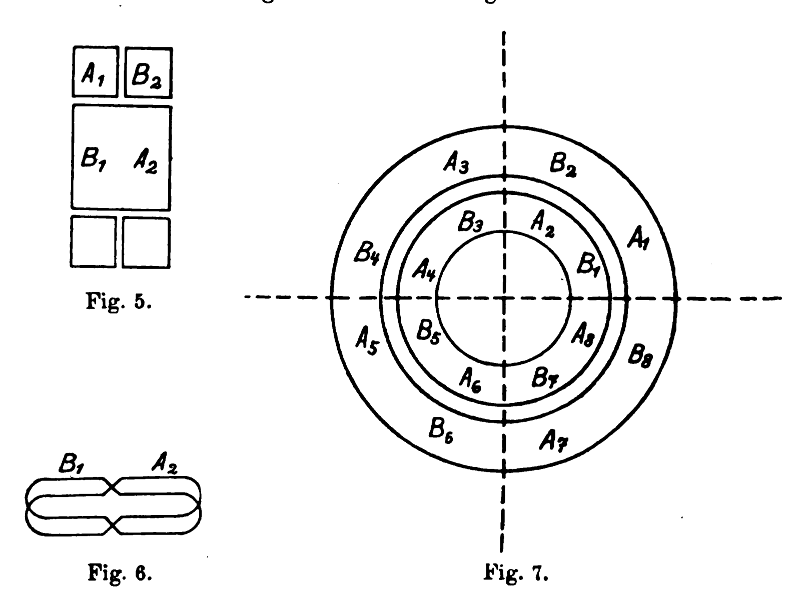


Fig. 5. Fig. 6. Fig. 7.

system aufrecht zu erhalten. f ist die Funkenstrecke des Erregerkreises.

Das französische Patent Nr. 451430 und das Zusatzpatent Nr. 17253/451430 der Société Marius Latour und Compagnie beziehen sich auf Anordnungen zur Transformation der Frequenz von Hochfrequenzströmen für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie und Telephonie. In dem Hauptpatent werden Anordnungen beschrieben, bei denen zwecks mehrfacher Frequenzsteigerung mehrere Maschinenaggregate in Kaskade geschaltet sind, wie dies in Fig. 5 und 6 schematisch dargestellt ist, wo A_1 B_1 den Stator und Rotor des Maschinenaggregats der ersten Frequenzstufe und A_2 B_2 den Rotor und Stator des Maschinenaggregats der zweiten Frequenzstufe bedeuten. Fig. 6

zeigt schematisch die Anordnung der Wickelungen des rotierenden Teils, die sogenannte Eichhörnchenkäfigwickelung. Um nun solche mehrfache Frequenztransformationen mit Hilfe einer einzigen Maschine zu erhalten, sind gemäß der französischen Patentschrift 451430 die den verschiedenen Umformungsstufen entsprechenden Maschinensätze längs der Peripherie eines einzigen Maschinengestelles angeordnet, wie dies Fig. 7 schematisch zeigt. Ferner sind in der genannten französischen Patentschrift 451430 die in Fig. 8, 9 und 10 schematisch dargestellten Maschinenanordnungen beschrieben. Bei diesen wird die Umformung des Stromes auf hohe Frequenz durch das Reflexionsver-

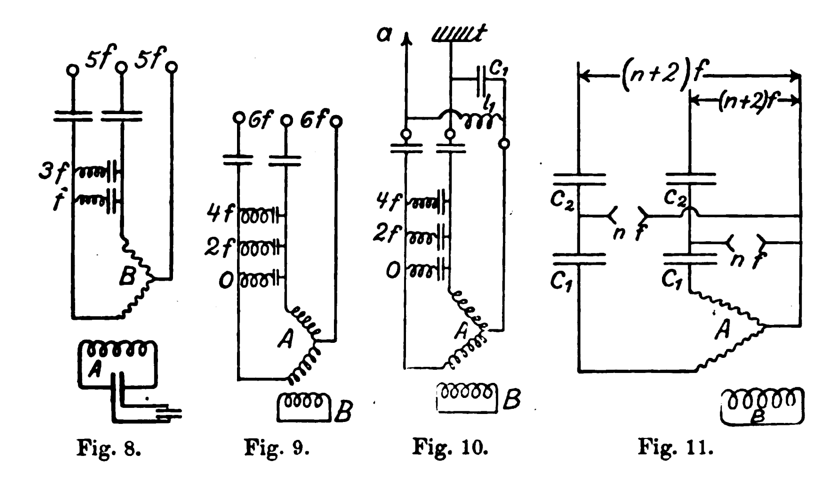


Fig. 8. Fig. 9. Fig. 10. Fig. 11.

fahren erreicht. Der Rotor (A in Fig. 8 und B in Fig. 9 und 10) trägt dabei eine Einphasenwickelung und der die Antenne speisende Stator (B in Fig. 8 und A in Fig. 9 und 10) eine Zweiphasenwickelung. In den Figuren 8—10 bedeuten f, $2f$, $3f$, $4f$, $5f$ und $6f$ die verschiedenen Frequenzstufen der Transformation, und Fig. 10 zeigt, wie die zur Speisung der Antenne a erforderliche einphasige Arbeitsleistung der zweiphasigen Maschine entnommen werden kann, indem die zwei Phasen des Stators A durch eine Selbstinduktion l_1 und eine Kapazität c_1 verbunden werden, so daß sich die zwischen Antenne a und Erde t ergebende Arbeitsleistung aus den Arbeitsleistungen der beiden Phasen zusammensetzt. Infolgedessen ist die gesamte scheinbare Leistung, mit der die Phasen belastet sind, geringer. Das Zusatzpatent 17253/451430 bezieht sich auf einen Frequenztransformator, dessen Schaltung in Fig. 11 dargestellt ist. Auch hier besitzt der

Rotor B eine kurzgeschlossene Einphasenwickelung; der Stator A wird durch eine Stromquelle mit einem Zweiphasenstrom von der Frequenz nf gespeist. Die Eigenfrequenz der Maschine ist f. Durch die Kapazitäten c_1 wird die Selbstinduktion der Statorwickelungen aufgehoben, so daß die Ströme mit der Frequenz nf frei in den Stator fließen können, ohne einen anderen scheinbaren Widerstand zu finden, als den der elektromotorischen Gegenkraft, die durch den Rotor B erzeugt wird. Diese Zweiphasenströme von der Frequenz nf erzeugen ein Drehfeld, das sich in der entgegengesetzten Richtung bewegt als die Welle der Maschine, so daß ein Einphasenstrom im Rotor von der Frequenz $(n+1)f$ induziert wird.

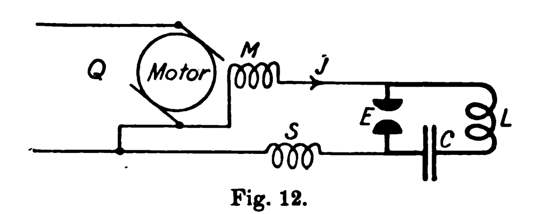


Fig. 12.

Dieser Einphasenstrom im Rotor induziert wieder im Stator Zweiphasenströme von der Frequenz $(n+2f)$. In dem Stromkreis des Stators A sind ferner an je einer Wickelung der Zweiphasenwickelung Kapazitäten c^2 vorgesehen, die so reguliert sind, daß die Ströme von der Frequenz $(n+2)f$ nur den scheinbaren Widerstand zu überwinden haben, der der Nutzarbeit in dem äußeren Stromkreis entspricht.

Girardeau beschreibt in der französischen Patentschrift 451 379 einen Wechselstromerzeuger für tönende Funken (mit Resonanztransformatoren). Das Wesen dieses Wechselstromerzeugers besteht darin, daß der Kurzschlußstrom kleiner ist als der normale Betriebsstrom des Ankers, was durch besondere Wickelungsanordnung erzielt werden soll; hierdurch soll ein besonders rationelles Arbeiten des Wechselstromerzeugers erzielt werden und die Vorschaltung von Selbstinduktionsspulen zur Herbeiführung der Resonanz sich erübrigen.

Girardeau und Bethenod in Paris haben sich durch das amerikanische Patent Nr. 1101491 und das französische Patent Nr. 455869 mehrere Schaltungsweisen von Generatoren für Lichtbogenspeisung zur Erzeugung von Hochfrequenzströmen schützen lassen, die in den Figg. 12, 13 und 14 dargestellt sind. Bei solchen Schaltungen zur Lichtbogenspeisung wurden bisher meist verhältnismäßig große Ohmsche Widerstände in den Speisekreis eingeschaltet, die die Auf-

gabe hatten, einen Kurzschluß der Speisestromquelle beim Entstehen des Lichtbogens oder bei der Funkenentladung zu vermeiden. Mit dieser Einschaltung solcher Widerstände war aber der Nachteil verknüpft, daß hierdurch der Wirkungsgrad des ganzen Systems bedeutend verringert wurde, da durch diesen Widerstand selbst bis zu 50 % der von der Stromquelle gelieferten Energie vernichtet wird. Um diesen Nachteil zu vermeiden, schlagen Girardeau und Bethenod vor, zwischen der Stromquelle Q (siehe Fig. 12) und der Funkenstrecke

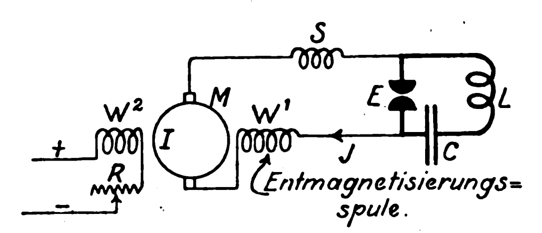


Fig. 13.

bzw. dem Lichtbogen E, an deren Klemmen der Schwingungskreis CL liegt, anstelle des gewöhnlich verwendeten Ohmschen Widerstandes eine als Motor arbeitende Hauptstrommaschine mit nicht gesättigtem Feld einzuschalten; eine solche Hauptstrommaschine mit nicht gesät-

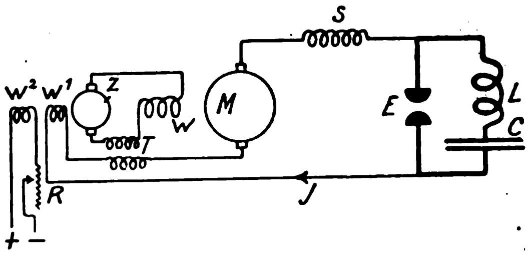


Fig. 14.

tigtem Feld spielt dann die Rolle eines wirklichen Ohmschen Widerstandes mit einer bestimmten Selbstinduktion, die jedoch nicht schädlich wirkt, sondern ermöglicht, die besondere Selbstinduktion S, die man in dem Ladestromkreis zum Schutze der Stromquelle verwendet, zu verringern. Die an der Welle der Maschine M verfügbare mechanische Energie kann dann zu beliebigen Zwecken verwendet werden und z. B. auch wieder in elektrische Energie umgeformt werden, indem die Maschine mit dem die Funkenstrecke E speisenden Generator

mechanisch gekuppelt wird. Wenn in diesem letzteren Falle als Speisestrom Gleichstrom verwendet wird, so kann die Maschine M mit der Speisestrommaschine kombiniert, d. h. derart vereinigt werden, daß die beiden Maschinen einen gemeinsamen Anker erhalten, wodurch ein Kollektor in Fortfall kommt. Dies ist in Fig. 13 dargestellt. Das von dem Anker I und der entmagnetisierenden Serienwickelung W_1 gebildete System spielt hier die Rolle der Serienmaschine M (Motor) nach Fig. 12. Die Wickelung W_2 ist mittels des Regelungswiderstandes R an eine beliebige Hilfserregungsquelle $+ \; -$ angeschlossen. Das System $I\,W_2$ spielt also die Rolle des eigentlichen Generators. Für größere Anlagen kann es gegebenenfalls vorteilhaft sein, die Wickelung W_2 auf den Erreger des Generators M oder wenigstens auf eine auf den Erregerfluß dieses Generators wirkende kleine Zusatzmaschine zu übertragen, deren Anker z. B. in den Erregerkreis des Generators eingeschaltet sein kann; infolgedessen kann eine bedeutende Verringerung der Dimensionen der entmagnetisierenden Wickelung erzielt werden. Um die gleiche Wirkung zu erhalten, wie mit der Einschaltung eines Ohmschen Widerstandes, muß der Selbstinduktion der an den Anker dieser Hilfsmaschine angeschlossenen Induktionswickelung Rechnung getragen werden. Zu diesem Zwecke muß der Spannungsabfall an den Klemmen der Hauptmaschine stets proportional dem von der Stromquelle gelieferten Strom J sein; diese Bedingung ist erfüllt, wenn man auf die Erregerwickelung der Hauptmaschine eine elektromotorische Zusatzkraft wirken läßt, die proportional $\frac{dJ}{dt}$ ist. Fig. 14 zeigt eine solche Schaltung. Die Erregermaschine Z ist mit einer Erregerwickelung W_1 ausgerüstet, die vom Hauptstrom J durchflossen wird, während die besonders erregte Wickelung W_2 (die übrigens auch auf eine zweite, z. B. selbsterregende Hilfsmaschine übertragen werden kann, deren Anker mit dem Anker von Z in Serie geschaltet oder mit einer zweiten auf dem Hauptmaschinengestell vorgesehenen Erregerwickelung verbunden ist), eine vom Strom J unabhängige Spannung erzeugt. Zur Erzeugung einer zu $\frac{dJ}{dt}$ proportionalen elektromotorischen Kraft wird ein Transformator T verwendet, dessen Primärwickelung vom Strom J durchflossen wird, während seine Sekundärwickelung z. B. mit dem Anker Z in Serie geschaltet ist. Die elektromotorische Kraft der Hauptmaschine ist dann gleich dem Wert $E_0 - kJ$ (wenn E_0 die Leerlaufsspannung für $J = 0$ und k eine Konstante bedeutet); dies kann durch geeignete Dimensionierung der verschiedenen Wickelungen

erreicht werden, und dann ist eben der Spannungsabfall an den Klemmen der Maschine M proportional dem von der Maschine gelieferten Strom J. Die Leerlaufsspannung E_0 der Maschine M wird natürlich durch Einstellung des Regelungswiderstandes R so eingestellt, daß Entladungen über die Entladungsstrecke E auftreten.

(Eingesandt 10. April 1916.)

Adresse des Autors: Gr.-Lichterfelde W bei Berlin, Roonstr. 12.

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

Wilhelm Conrad Gomoll, Im Kampf gegen Rußland. Verlag F. A. Brockhaus, Leipzig 1916. Feldpostausgabe. M. 1.—.

Sven Hedin, „Nach Osten". Verlag F. A. Brockhaus, Leipzig 1916. Feldpostausgabe. M. 1.—.

(Eingesandt 1. April 1916.)

Literaturverzeichnis.

Artom, Alessandro, Lincei Rend. (5) 24 [1], 42, 1915. Nuove ricerche sulla dirigibilità delle onde elettriche.

Crehore, A. C., Ztschr. f. Instr. 86, 51, 1916. (Ref. u. Phil. Mag. 28, 207, 1914.) Theorie des Einthovenschen Saiten-Galvanometers.

Crenshaw, R. S., Proc. Inst. Radio. Eng. (New York) 4, Nr. 1, S. 35, 1916. The Darien Radio Station of the N. S. Navy (Panama Canal Zone).

Dreyfus, L., Arch. f. Elektrot. IV, Heft 4, S. 99, 1916. Die Feldverteilung und Wirbelstrombildung in den Ankern von Dynamomaschinen bei Ummagnetisierung durch hochperiodige Wechsel- und Drehfelder.

Einstein, A., Sitzungsber. Pr. Ak. Wiss. 1916, VII, S. 184. Eine neue formale Deutung der Maxwellschen Feldgleichungen der Elektrodynamik.

Estroff, Walther, Elektrot. Ztschr. 37, 60, 76, 1916. Die Kugelfunkenstrecke.

Faßbender, H., Elektrot. Ztschr. 37, 132, 1916. Stromregelung beim Diathermieapparat.

Faßbender, H., Arch. f. Elektrot. 4, Heft 4, S. 140, 1916. Die magnetische Leitfähigkeit im Hochfrequenzmaschinenbau.

Fuller, L. F., Ann. Phys. Beibl. 40, 52, 1916. (Ref. ü. Proc. Amer. Inst. El. Eng. 34, 567, 1915). Kontinuierliche Wellen bei der drahtlosen Telegraphie über große Entfernungen.

Giulietti, Giulio, Lincei Rend. (5), 24 [1], 711, 1915. Azione delle onde hertziane su di un dielettrico sottoposto all' influenza di un campo elettrico rotante.

Greinacher, H., Ber. D. Phys Ges. 18, 117, 1916. Licht und Elektrizität im Selen.

Heydweiller, A. u. **Hagemeister, H.,** Verh. D. Phys. Ges. 18, 52, 1916. Zur Frequenzmessung harmonischer Wechselströme.

Hogan jr., John L., Electr. World Vol. 66, Nr. 23, S. 1250, 1915. The signalling range in radiotelegraphy (Measuring the effect which antenna height, antenna current and wave length have upon the distance of transmission.

— ebenda Vol. 67, Nr. 1, S. 22, 1916. Refinements in the science and art of Radiocommunication.

Huth, E. F., Der Elektrot. (Wien), Nr. 1/2, 1916. 0,1 KW-Station für drahtlose Telegraphie System Huth.

Kennelly, A. E., Proc. Inst. Radio Eng. (New York) 4, Nr. 1, S. 47, 1916. The impedances, angular velocities and frequencies of oscillating-current circuits.

Kuhn, Alfred S., Proc. Inst. Radio Eng. (New York) 4, Nr. 1, S. 33, 1916. A null method of measuring energy consumption in a complex circuit.

Leimbach, Gotthelf, Der Elektrot. (Wien), Nr. 1/2, 1916. Die Erforschung des Erdinnern mittels elektrischer Wellen und Schwingungen.

Lowenstein, Fritz, Proc. Inst. Radio Eng. (New York) 4, Nr. 1, S. 17, 1916. Capacities.

Ludewig, Paul, Helios 22, 49, 57, 65, 1916. Die Flüssigkeitsunterbrecher (und ihre Bedeutung für die Röntgentechnik).

Nature (London) Nr. 2411, S. 550, 1916. Wireless communication (nach einem Vortrag von M. J. Pupin, New York).

Niethammer, F., E. u M. 34, 113, 1916. Zusätzliche Verluste durch Stromverdrängung in wechselstromdurchflossenen Leitern.

Pedersen, P. O., Electrician 76, 589, 625, 1916. On microphones and microphonic contacts.

Perot, A., C. R. Nr. 5, S. 194, 1916. Sur une méthode d'observation des coïncidences de deux phénomènes périodiques.

Pestarini, La Lum. Él. Nr. 2, S 29, 1916. Méthode pour la détermination des rapports de transformation des transformateurs.

Peukert, W., Elektrot. Ztschr. 37, 45, 1916. Ein neuer Frequenzmesser (Niederfrequenz).

Pupin, M. J., Science (New York) 10. Dezbr. 1915, S. 809. The acrial transmission problems (An address delivered before the National Academy of Scienee, New York, 15. Novbr. 1915).

Richardson, S. W., Electrician 76, 646, 1916. The flow of electricity through dielectrics.

Telegraphen- und Fernsprech-Technik, Heft 20, S. 199, 1916. Drahtlose Telephonie über 8000 km.

Uller, Karl, Physik. Ztschr. 17, 35, 1916. Die elektromagnetischen Wellenkonstanten eines isotropen Körpers, erschlossen aus Polarisationsmessungen auf Grund der historischen Reflexionsformeln.

Wall, T. F., Electrician 76, 640, 1916. Means for producing a sparkless break of an inductive circuit.

Wead, La Lum. Él. 38, 93, 115, 1916. Théorie des ondes électriques dans les lignes de transmission (Ref. ü. General Electric Review, Dezbr. 1915).

Wilson, Ernest, Electrician 76, 596, 1916. On the production of high permeability in iron.

Woodland, William C., Proc. Inst. Radio Eng. (New York), Vol. 4, Nr. 1, S. 11, 1916. The use of multi-phase radio transmitters.

Zickendraht, H., Verh. Schweiz. Naturf.-Ges., Basel 26, 143, 1915. Über stoßerregende Partialfunken bei verschiedenen Funkenstrecken.

(Eingesandt 1. April 1916.)

Namenregister.

O. = Originalabhandlung, M.P. = Mitteilungen aus der Praxis, D. = Detektoren, R. = Referate, P. = Patentschau, Br. = Briefe an die Redaktion.)

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.







